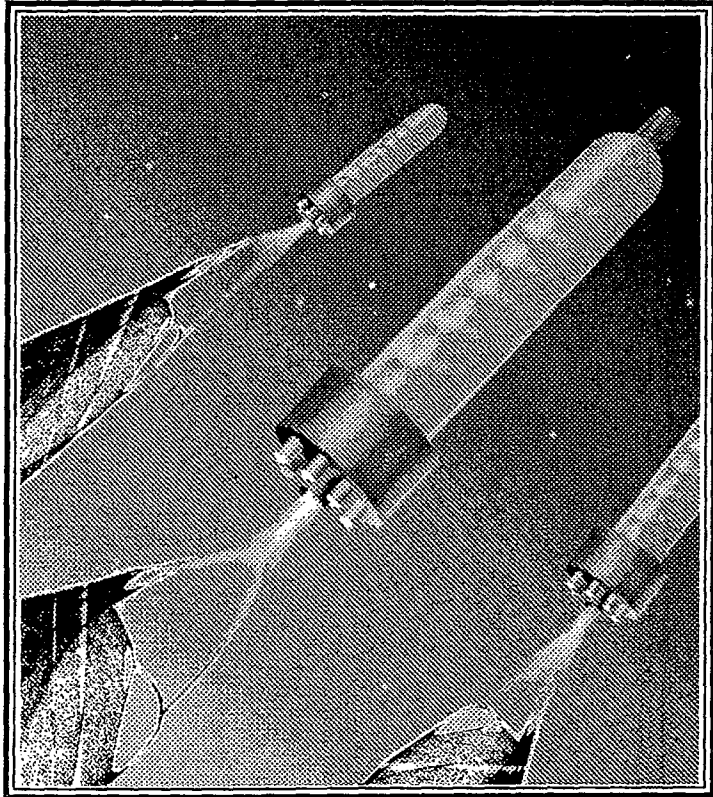


ISSN 0869-6632

ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

# Трикладная Дополнительная Динамика



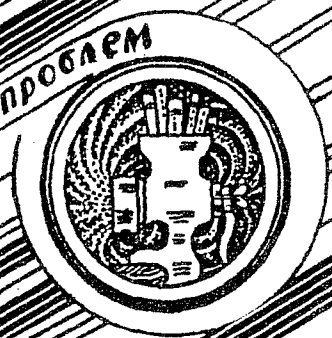
1  
1998

*Журнал в журнале: материалы конференции  
"Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ"*

ИЗДАНИЕ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



Бифуркации  
в динамических  
системах различной природы



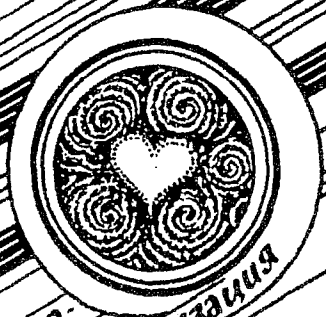
Обзоры актуальных проблем  
нелинейной  
динамики



Конференции, семинары, симпозиумы



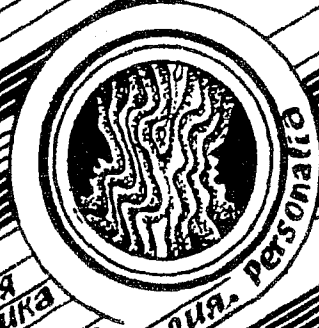
детерминированные  
АОС



Авто-  
волны,  
самоорганизация



Прикладные задачи  
нелинейной  
теории  
колебаний  
и волн



Нелинейная  
динамика  
в  
лицах.  
История. Персонал

**ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР**

*Ю.В. Гуляев*, академик РАН, Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

**ЗАМ. ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА**

*Д.И. Трубецков*, член-корреспондент РАН, Саратовский государственный университет

*Л.А. Усанов*, академик МАНВШ, Саратовский государственный университет

**ОТВЕТСТВЕННЫЙ СЕКРЕТАРЬ**

*Б.П. Безручко*, профессор, Саратовский государственный университет, ведущий научный сотрудник, СФ ИРЭ РАН

**ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ**

*В.С. Анищенко*, профессор, Саратовский государственный университет

*Ю.А. Данилов*, старший научный сотрудник, Курчатовский научный центр, Москва

*Б.А. Калинин*, профессор, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет

*В.И. Крицкий*, профессор, Институт экспериментальной и теоретической биофизики, Пуцино

*С.П. Кузнецов*, профессор, ведущий научный сотрудник, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН

*П.С. Линда*, профессор, Московский государственный университет

*Ю.М. Романовский*, профессор, Московский государственный университет

*Л.А. Островский*, профессор, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

*Э.Е. Сон*, профессор, Московский физико-технический институт, Долгопрудный

*В.В. Тучин*, профессор, Саратовский государственный университет

*В.Д. Шалфеев*, член-корреспондент Академии инженерных наук РФ, Нижегородский государственный университет

*В.К. Юлатов*, старший научный сотрудник, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород



**СО Д Е Р Ж А Н И Е**

**ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН**

*Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Калинин М.Ю.* Формирование автодинного сигнала в полупроводниковом лазере при движении внешнего отражателя . . . . . 3

**ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОС**

*Поляков О.П., Храмов А.Е.* О возникновении хаотического аттрактора при движении вектора магнитного момента во внешнем осциллирующем магнитном поле . . . . . 10

**ЖУРНАЛ В ЖУРНАЛЕ**

*Вайнштейн Л.А.* Переходные процессы при возбуждении волноводов . . . . 20  
*Богданов Л.Ю., Соминский Г.Г.* Коллективные процессы в пространственном заряде РЭП микросекундной длительности . . . . . 25  
*Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С., Ульмаскулов М.Р., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Фелпс А.Д.Р., Кросс А.В., Кук С.* Генерация ультракоротких импульсов на основе эффекта сверхизлучения изолированных электронных сгустков. . . . 38  
*Солнцева В.А.* Нелинейные явления в вакуумных микроэлектронных структурах . . . . . 54  
*Рыскин Н.М., Титов В.Н.* О сценарии перехода к хаосу в однопараметрической модели лампы обратной волны . . . . . 75  
*Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Влияние распределенной обратной связи на хаотические колебания виртуального катода . . . . . 93  
*Храмов А.Е.* Колебания в системе двух связанных генераторов на виртуальном катоде виртуального типа с управляемой связью: вычислительный эксперимент . . . . . 108  
*Короновский А.А.* Дискретное отображение – аналог потоковой системы . . . 122  
 Программа конференции «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ», Саратов, 4–8 сентября 1997 . . . . . 131

**ИЗ КНИГ И ЖУРНАЛОВ**

Регулярная & хаотическая динамика. Содержания № 1–4 1997 года . . . . . 139

АНОНС . . . . . 18,107

## CONTENTS

## APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORY

- D.A. Usanov, A.V. Skripal, M.Yu. Kalinkin.* The forming of autodyne signal in semiconductor laser with the movement of the external reflector . . . . . 3

## DETERMINISTIC CHAOS

- O.P. Polyakov, A.E. Hramov.* On origination of chaotic attractor by the magnetic momentum vector motion in external oscillating magnetic field . . . . . 10

## JOURNAL IN JOURNAL

- L.A. Vainshtein.* Transients under excitation of waveguides . . . . . 20  
*L.Yu. Bogdanov, G.G. Sominski.* Collective processes in the space charge of microsecond REB . . . . . 25  
*N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, Yu.V. Novozhilova, A.S. Sergeev, M.R. Ul'maskulov, V.G. Shpak, S.A. Shunailov, M.I. Yalandin, A.D.R. Phelps, A.V. Kross, S. Cook.* Generation of ultrashort pulse based on the superradiance of isolated electron bunch . . . . . 38  
*V.A. Solntsev.* The nonlinear phenomena in vacuum microelectronic structures . . . 54  
*N.M. Ryskin, V.N. Titov.* On the transition to chaos scenario in one parameter model of a backward wave oscillator . . . . . 75  
*V.G. Anfinogentov, A.E. Hramov.* Influence of distributed feedback on chaotic virtual cathode oscillation . . . . . 93  
*A. E. Hramov.* Oscillation in a two coupling virtod-type virtual cathode oscillators with controllable connector: numerical simulation . . . . . 108  
*A.A.Koronovskiy.* Discrete map – flow system analog . . . . . 122  
 Program of the Conference «Contemporary problems of microwave electronics and radiophysics», Saratov, September 4–8, 1997 . . . . . 131

## FROM BOOKS AND JOURNALS

- Regular & chaotic dynamics. Contents №1–4, 1997 . . . . . 139

- ANNOUNCEMENTS. . . . . 18, 107



## ФОРМИРОВАНИЕ АВТОДИННОГО СИГНАЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВНЕШНЕГО ОТРАЖАТЕЛЯ

*Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, М.Ю. Калинин*

Проведены теоретические и экспериментальные исследования формирования автодинного сигнала в полупроводниковом лазере при гармонических колебаниях внешнего отражателя. Показан характер изменения формы автодинного сигнала от уровня обратной связи и стационарного набега фазы. Исследована структура фазового портрета интерференционного сигнала в зависимости от величины тока накачки полупроводникового лазера.

Значительный интерес к эффекту автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах обусловлен возможностью сочетания функций генератора и детектора электромагнитной волны в одном устройстве. Для исследуемых объектов с малым коэффициентом отражения по амплитуде, величина которого не превышает 1%, функции генератора и детектора реализуются практически независимо друг от друга [1–3]. С ростом уровня обратной связи возрастает их взаимное влияние, в частности, форма автодинного сигнала начинает отличаться от формы интерференционного сигнала, формируемого таким же движением отражателя в интерференционной системе с развязкой от источника излучения. При этом существенное влияние на форму автодинного сигнала оказывают уровень обратной связи, стационарный набег фазы, характер движения внешнего отражателя.

Нами исследовалось влияние на характер автодинного сигнала, образованного синусоидальными колебаниями внешнего отражателя, уровня обратной связи и стационарного набега фазы.

Для теоретического анализа использовалась модель составного резонатора [4]. В приближении стационарного поля выражения для мощности  $P$  электрического поля, концентрации  $N$  носителей в активной области и частоты  $\omega$  излучаемой моды лазера с внешним резонатором могут быть записаны в виде [5,6]

$$P = (J - N/\tau_s)/G(N), \quad (1)$$

$$G_N(N - N_{th}) = -2(k/\tau_{in})\cos(\omega\tau), \quad (2)$$

$$\omega_0\tau = \omega\tau + X\sin(\omega\tau + \psi), \quad (3)$$

где  $J$  – число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени;  $\tau_s$  – время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией;  $G(N)$  –

коэффициент усиления;  $G_N$  – дифференциальное усиление;  $N_{th}$  – концентрация на пороге генерации лазерного диода без обратной связи;  $k$  – коэффициент обратной связи;  $\tau_{in}$  – время обхода излучением диодного резонатора;  $\tau$  – время обхода внешнего резонатора;  $\omega_0$  – резонансная частота собственного резонатора лазерного диода;  $X = (\tau/\tau_{in})k(1+\alpha^2)^{1/2}$ ;  $\alpha$  – коэффициент уширения линии генерации;  $\psi = \arctg(\alpha)$ .

Уравнение (2) описывает усиление моды с частотой  $\omega$ , являющейся решением фазового уравнения (3) для полупроводникового лазера с составным резонатором. Подставляя (2) в (1), в пренебрежении зависимости коэффициента усиления  $G$  от концентрации  $N_{th}$  получаем сигнал автодинной системы

$$P = A + B \cos(\omega\tau), \quad (4)$$

где

$$A = J/G - N_{th}(G\tau_s)^{-1}, \quad B = 2k(GG_N\tau_s\tau_{in})^{-1}.$$

При  $k=0$  выражение (4) имеет нулевой множитель при косинусе и описывает мощность уединенного лазера. Анализ предельного режима слабой обратной связи  $X \ll 1$  показывает, что

$$\omega(\tau) = \omega_0, \quad (5)$$

$$P(\tau) = A + B \cos(\omega_0\tau). \quad (6)$$

Для колеблющегося по синусоидальному закону объекта время обхода внешнего резонатора можно представить в виде гармонической функции времени  $t$

$$\tau = \tau_0 + \tau_a \sin(\Omega t + \varepsilon), \quad (7)$$

где  $\tau_a = 2\xi/c$ ,  $\xi$  и  $\Omega$  – амплитуда и частота колебаний отражателя,  $\varepsilon$  – начальная фаза,  $c$  – скорость света. Тогда выражение (4) для нормированной переменной составляющей сигнала автодина может быть записано в виде соотношения, хорошо известного из теории гомодинных измерений [7],

$$P = \cos(\theta + \sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)), \quad (8)$$

где  $\theta = \omega_0\tau_0$ ,  $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения.

При не слишком малом уровне обратной связи, характеризуемом величиной  $X < 1$ , для определения формы автодинного сигнала продифференцируем обе части выражения (3) по величине набега фазы  $\omega\tau$ , а затем, возведя полученное соотношение в степень  $(-1)$ , можем записать

$$d(\omega\tau)/d\tau = \omega_0(1 + X \cos(\omega\tau + \psi))^{-1}. \quad (9)$$

В этом соотношении сомножитель при  $\omega_0$  выражает нелинейную связь набега фазы  $\omega\tau$  с временем обхода  $\tau$  при действии обратной связи. Как видно из (9), в точке  $\omega\tau + \psi = \pi$  с ростом  $X$  происходит возрастание производной  $d(\omega\tau)/d\tau$ , а при  $X=1$  возможно ее обращение в бесконечность. Такое поведение производной (9) свидетельствует о наличии участка с большим тангенсом угла наклона в зависимостях  $\omega(\tau)$  и  $P(\tau)$ . Напротив, для угла  $\omega\tau + \psi = 0$  по мере возрастания  $X$  происходит уменьшение производной  $d(\omega\tau)/d\tau$ . Такое поведение производной при амплитуде колебаний отражателя  $\xi > \lambda/4$  приводит к тому, что форма зависимости  $P(t)$  принимает пилообразный вид.

При малой амплитуде колебаний отражателя  $\xi < \lambda/4$  и при стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = \pi$ , как следует из (9), автодинная система имеет более высокую фазовую чувствительность к изменению расстояния до отражателя. При стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = 0$  чувствительность системы к изменению времени обхода низкая. Кроме того, при стационарном набеге фазы  $\omega\tau + \psi = \pi$

автодинный сигнал имеет более высокий уровень, чем при значении набега фазы  $\omega\tau+\psi=0$ .

Численное решение трансцендентного уравнения (3) показывает, что в режиме умеренной обратной связи  $X < 1$  с ростом  $X$ , кривая, характеризующая отклонение  $\omega(\tau)-\omega_0$ , деформируется и от синусоидальной зависимости переходит к пилообразной с резким изменением в точке с фазой  $\omega\tau+\psi=\pi$  (рис. 1). При расчете мощности автодинного сигнала предполагалось, что время обхода изменялось по гармоническому закону (7). На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости автодинного сигнала от нормированного на период колебаний отражателя  $T$  времени  $t$  и фазовые портреты сигнала автодинной системы для различных значений набега фазы  $\omega_0\tau_0$ . Как видно из рис. 2, а форма автодинного сигнала близка к синусоидальной, что связано с отсутствием особенности в выбранном интервале набега фазы при колебаниях внешнего зеркала. На рис. 2, б сигнал имеет высокую степень нелинейности, обусловленную наличием участка резкого изменения фазы.

В соответствии с представленным анализом на выходе автодинной системы должны наблюдаться переключения мощности в момент, соответствующий набегу фазы  $\omega\tau+\psi=\pi$ . Однако на практике при прохождении сигнала через фильтр усилителя переменной составляющей происходит дифференцирование сигнала  $RC$ -цепью усилителя согласно соотношению

$$U_{\text{вых}}(t) = \exp(-\tilde{t}/\tau) \int \exp(t/\tilde{\tau}) dU_{\text{вх}}/dt, \quad (10)$$

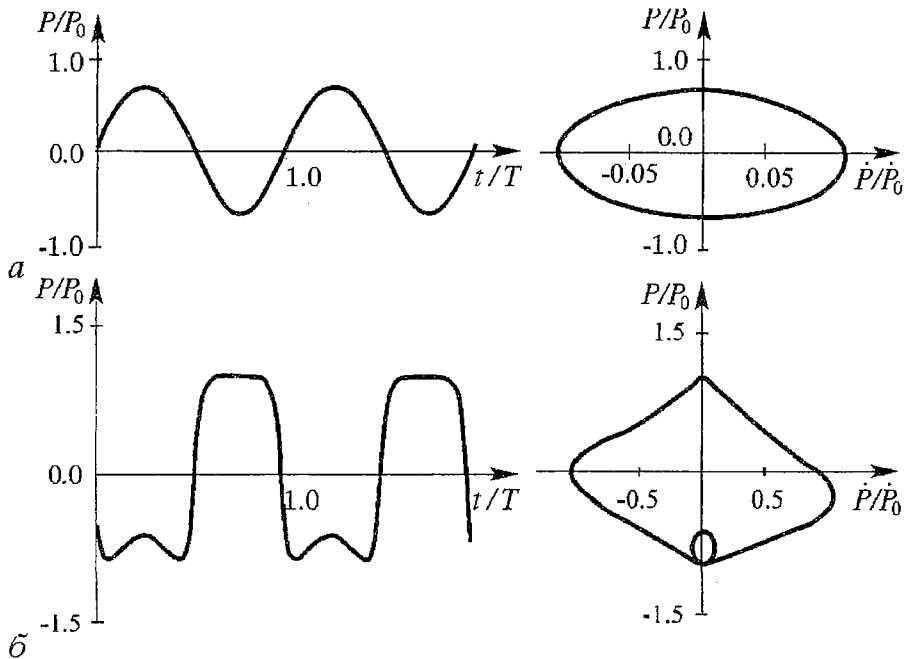


Рис. 2. Зависимость от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала системы для  $X=0.8$ ,  $\alpha=5$ ,  $\xi=0.2\lambda$  и различных значений стационарного набега фазы  $\omega_0\tau_0$ : а - 1.6π, б - 0.6π; здесь  $P_0$ ,  $\dot{P}_0$  - максимальные значения выходной мощности и ее производной по времени в диапазоне значений  $\omega_0\tau_0$  от 0 до  $2\pi$

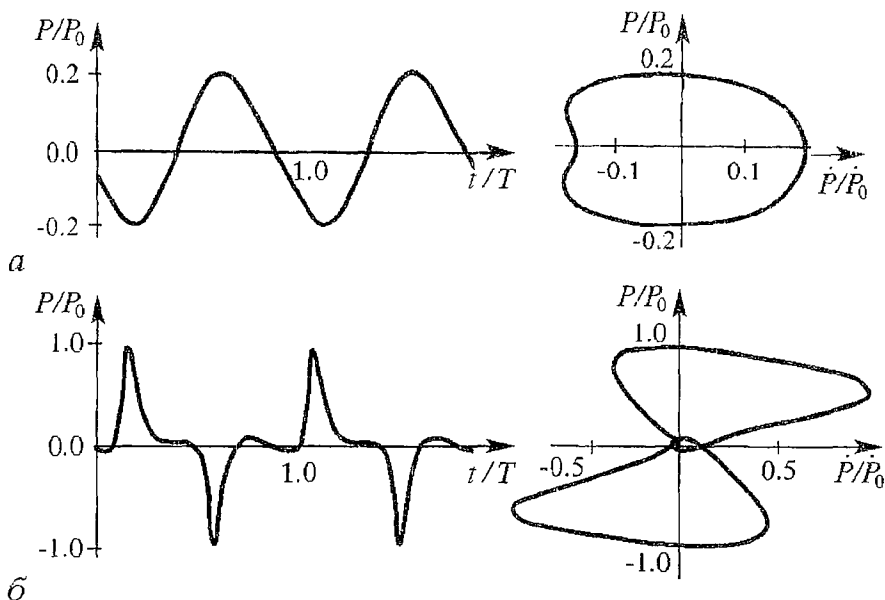


Рис. 3. Зависимости от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала с учетом дифференцирования  $RC$ -цепью. Значения параметров автодинной системы те же, что и для рис. 2, а, б

где  $U_{вх}$  – входное и  $U_{вых}$  – выходное напряжения,  $\tilde{\tau}$  – постоянная времени  $RC$ -цепи. В этом случае зависимость мощности проинтегрированного автодинного сигнала от времени при  $\tilde{\tau}/T=10^{-2}$  принимает вид, изображенный на рис. 3 для различных значений стационарного набега фаз. Наблюдается существенное изменение формы автодинного сигнала и его фазового портрета по сравнению с аналогичными зависимостями, приведенными на рис. 2.

Для выяснения соответствия эксперименту выводов вышеизложенного анализа были сделаны измерения с использованием установки, схема которой приведена на рис. 4. Излучение полупроводникового лазера 1 (ИЛПН-206), стабилизированного источником тока 2, направлялось на объект 3, закрепленный на пьезокерамике 4, колебания которой возбуждались генератором звуковых колебаний 5. Возможность перемещения колеблющегося объекта обеспечивалась микрометрическим механизмом 6. Часть излучения, отраженного от объекта,

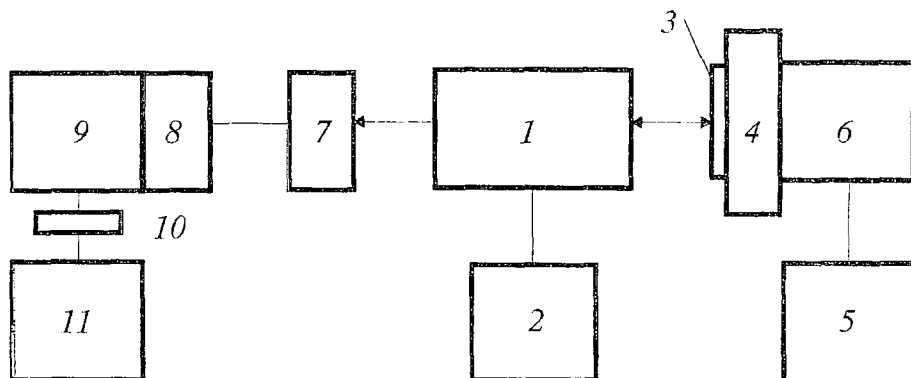


Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазер, 2 – источник тока, 3 – отражатель, 4 – пьезокерамика, 5 – генератор звуковых колебаний, 6 – микрометрический механизм, 7 – фотодетектор, 8 – фильтр переменного сигнала, 9 – усилитель, 10 – аналого-цифровой преобразователь, 11 – компьютер



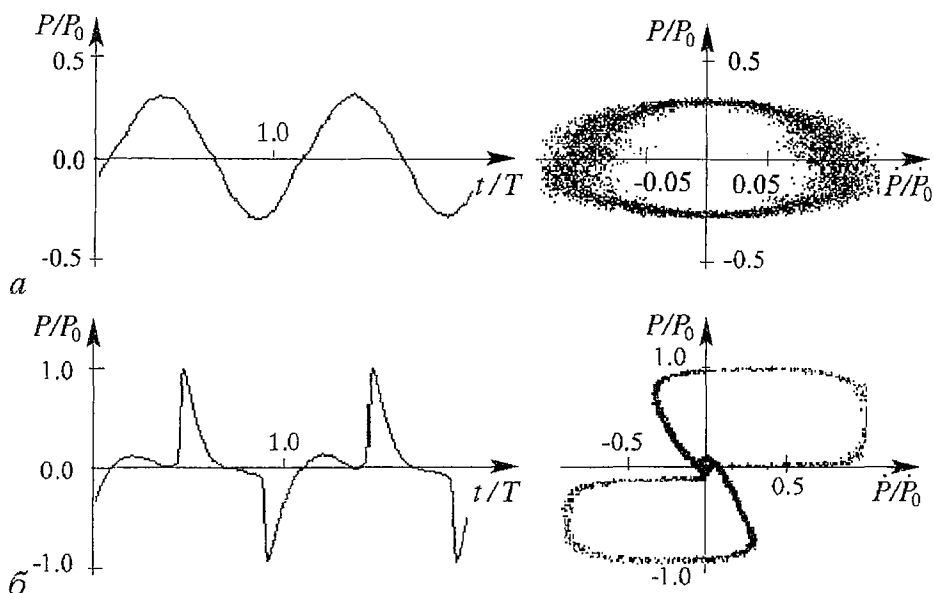


Рис. 5. Экспериментальные зависимости от времени и фазовые портреты мощности автодинного сигнала при различных значениях стационарного набега фазы  $\omega_0 t_0$ :  $a - 1.5\pi$ ,  $b - 0.5\pi$

возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором 7. Сигнал с фотодетектора поступал через усилитель 9, содержащий фильтр переменного сигнала 8, на вход аналого-цифрового преобразователя 10 компьютера 11.

На рис. 5 приведены результаты измерений сигнала автодинной системы при различных значениях стационарного набега фазы. Как следует из соответствия рис. 3 и 5, теоретические и экспериментальные кривые автодинного сигнала и соответствующие фазовые портреты находятся в хорошем соответствии. Однако при определенных расстояниях до внешнего зеркала на фазовых портретах, приведенных на рис. 5, полученных экспериментально, наблюдалось появление шумовой составляющей автодинного сигнала. Как видно из рис. 5,  $a$ , степень шумового размытия фазовой траектории различна для различных ее участков. Это связано с тем, что при определенных значениях стационарного набега фазы, начиная с некоторого значения амплитуд вибраций отражателя, может качественно изменяться режим генерации полупроводникового лазера [8]. Это подтверждается приведенными на рис. 6 фазовыми портретами выходной

мощности  $P$  и ее производной  $\dot{P}$  при движении отражателя лазерного излучения для различных значений тока через лазерный диод. Как видно из рис. 6, увеличение тока через лазерный диод приводит к последовательному изменению фазовых траекторий, характеризующих вначале переход лазера из режима спонтанного излучения (см. рис. 6,  $a$ ) в лазерный (см. рис. 6,  $b$ ), затем в режим неустойчивой генерации (см. рис. 6,  $b, 2$ ) и далее в режим с высокой степенью нелинейности сигнала автодинной системы. Характерной особенностью режима неустойчивой генерации полупроводникового лазера является не общее размывание траекторий на всем фазовом портрете, а только на отдельных его участках (см. рис. 6,  $b, 2$ ). Такое поведение фазовых траекторий связано с сильной зависимостью стабильности работы полупроводникового лазера от положения отражателя.

Из результатов проведенных исследований следует, что существуют значения стационарного набега фаз, для которых при заданном уровне обратной связи, начиная с некоторого значения амплитуды вибраций отражателя, наблюдается существенное искажение формы автодинного сигнала по сравнению с формой сигнала в гомодинной интерференционной системе, связанное либо с возникновением режима неустойчивой генерации полупроводникового лазера,

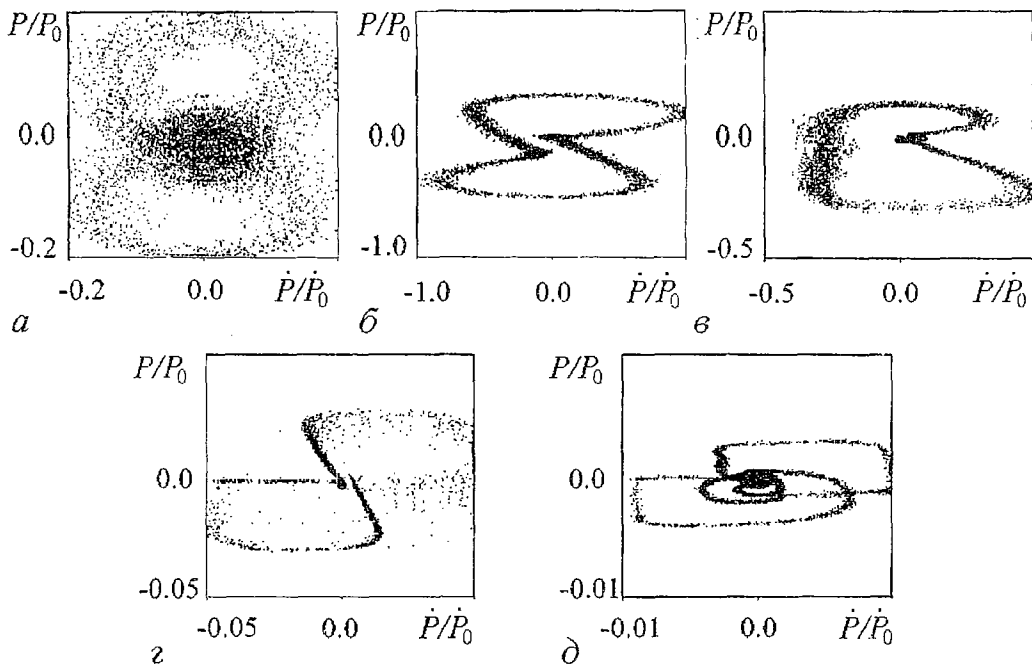


Рис. 6. Фазовые портреты нормированной выходной мощности полупроводникового лазера и ее производной по времени при движении отражателя лазерного излучения для различных токов питания лазерного диода (в mA): а – 58.0; б – 63.0; в – 68.0; г – 70.0; д – 78.0

либо с нелинейным характером автодетектирования лазерного излучения. Выбором расстояния до вибрирующего отражателя, регулированием уровня обратной связи и тока накачки полупроводникового лазера может быть расширен максимальный диапазон амплитуд измеряемых вибраций.

Авторы статьи выражают благодарность профессору Л.А.Мельникову за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена по гранту № 95–3–67, финансируемому Минобразованием РФ

### Библиографический список

1. Goldberg L., Taylor Henry F., Dandridge A., Weller Joseph F., Miles Ronald O. Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback // IEEE J. Quantum Electron. 1982. Vol. QE–18. P. 555.
2. Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. Автодинные и модуляционные характеристики инжекционных полупроводниковых лазеров // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 5. С. 535.
3. Ву Ван Лык, Елисейев П.Г., Манько М.А., Цоцория М.В. Оптический и электрический отклик в InGaAs/InP–лазерах и усилителях на внешнюю обратную связь и их применение // Труды ФИАН. 1992. Т. 216. С. 144.
4. Lang R., Kobayashi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electron. 1980. Vol. QE–16. P. 347.
5. Tromborg B., Osmundsen J.H., Olesen H. Stability analysis for a semiconductor lasers in an external cavity // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. QE–20. P. 1023.
6. Olesen H., Osmundsen J.H., Tromborg B. Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser // IEEE J. Quantum Electron. 1986. Vol. QE–22. P. 762.
7. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А., Васильев М.Р. Оптические

гомодинные методы измерений // Зарубежная радиоэлектроника. 1995. № 6. С. 43.  
8. Tromborg B., Mork J., Velichansky V. On mode coupling and low-frequency fluctuations in external-cavity laser diodes // Journal of the Europtics. 1997. Vol. 9, № 5. P. 831.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 24.11.97

## THE FORMING OF AUTODYNE SIGNAL IN SEMICONDUCTOR LASER WITH THE MOVEMENT OF THE EXTERNAL REFLECTOR

*D.A. Usanov, A.V. Skripal, M.Yu. Kalinkin*

The results both of theoretical and experimental investigations of formation of autodyne signal in semiconductor laser with harmonic oscillations of external reflector are presented. The form of autodyne signal has been examined in the dependence on feedback level and change of phase. The regions with sharp change of form of autodyne signal have been researched. Investigations of phase pattern of interference signal in the dependence on change of phase and pumping current of semiconductor laser have been made. The character of change of phase trajectory in the regime of unstable work of semiconductor laser has been shown.



*Усанов Дмитрий Александрович* – родился в 1943 году в Менделеевске (Татария), окончил Саратовский госуниверситет (1965). Доктор физико-математических наук (1989). Область научных интересов – твердотельная СВЧ электроника, радиоволновые и оптические методы контроля, нелинейная динамика. Автор более 300 статей и изобретений по указанным выше направлениям. Член IEEE, академик МАН ВШ, проректор СГУ по научной работе.



*Скрипаль Анатолий Владимирович* – родился в 1960 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1982), защитил диссертацию на звание кандидата физико-математических наук по специальности «Оптика» (1991). С 1982 года научный сотрудник кафедры физики твердого тела Саратовского госуниверситета. Автор более 70 научных трудов в области когерентной оптики, вибродиагностики и квантовой электроники.



*Калинкин Михаил Юрьевич* – родился в 1973 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1995). В настоящее время аспирант кафедры физики твердого тела. Область научных интересов – физика полупроводников, твердотельная электроника и радиопизика.



## **О ВОЗНИКНОВЕНИИ ХАОТИЧЕСКОГО АТТРАКТОРА ПРИ ДВИЖЕНИИ ВЕКТОРА МАГНИТНОГО МОМЕНТА ВО ВНЕШНЕМ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*О. П. Поляков, А. Е. Храмов*

В работе показана возможность образования хаотического аттрактора при движении вектора магнитного момента в изменяющемся по гармоническому закону внешнем магнитном поле при наличии диссипации и поля одноосной анизотропии. Установлено, что хаотизация поведения исследуемой системы происходит либо жестким образом, либо через разрушение квазипериодических движений.

1. Известно, что простые динамические системы способны демонстрировать сложное хаотическое поведение. В настоящее время выработаны определенные общие концепции поведения таких динамических систем. Построена качественная теория динамических систем, установлены общие закономерности возникновения и развития динамической стохастичности, предложены различные характеристики сложного поведения систем с небольшим числом степеней свободы (см., например, работы [1–5] и библиографию к ним). Однако, конкретные физические системы (и не только физические – например, [6]), наряду с общими закономерностями, могут проявлять свои специфические особенности.

Ярким примером этого может служить неавтономная система, состоящая из вектора магнитного момента, находящегося под воздействием осциллирующего магнитного поля. Эта система, кроме общего интереса к ней с позиций нелинейной теории колебаний, находит широкое применение в ряде приложений физики магнитных явлений и гиротропных сред, радиофизики, физики плазмы, ядерной физики. Например известно, что под действием осциллирующего магнитного поля в магнитных пленках может происходить процесс динамической самоорганизации, наблюдаются переходы «порядок–хаос» и «хаос–порядок» [7,8]. По данным явлениям накоплен достаточно большой экспериментальный материал, который не имеет какого-либо удовлетворительного объяснения. Нам кажется, что исследования нелинейной динамики вектора магнитного момента в осциллирующем магнитном поле может пролить свет в понимании сложных процессов в указанных магнитных системах.

В настоящей работе приводятся результаты вычислительного эксперимента для математической модели вышеуказанной системы. Методами нелинейной динамики анализируется сложное поведение исследуемой системы, а также строятся некоторые количественные характеристики топологии хаотических предельных множеств.

2. Динамика вектора магнитного момента  $\mathbf{M}$  намагниченной области гиротропной среды описывается микромагнитным уравнением Ландау – Лифшица [9–11]

$$d\mathbf{M}/dt = \gamma[\mathbf{M} \times \delta w/\delta \mathbf{M}] + \alpha[\mathbf{M} \times \mathbf{M}]/M. \quad (1)$$

Здесь  $w$  – плотность магнитной энергии,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – параметр затухания.

Учитывая влияние только внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  и одноосной анизотропии, для плотности энергии будем иметь выражение [11]:

$$w = -(\mathbf{M}\mathbf{H}) + K\sin^2\theta, \quad (2)$$

где  $K$  – константа одноосной анизотропии,  $\theta$  – полярный угол вектора намагниченности  $\mathbf{M}$ .

Пусть внешнее поле  $\mathbf{H}$  имеет переменную составляющую, направленную по оси анизотропии (вдоль координатной оси  $z$ ), и постоянную составляющую, перпендикулярную оси анизотропии (вдоль оси  $y$ ), равные соответственно:

$$H_z = H_0\sin(\omega t), \quad H_y = \text{const}, \quad H_x = 0. \quad (3)$$

Тогда из уравнения (1) для сферических координат  $\theta$  и  $\varphi$  вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  можно получить следующую систему дифференциальных уравнений:

$$d\theta/d\tau = p_y\cos\varphi - \alpha p_z\sin\theta\sin\varphi + \alpha p_y\cos\theta\sin\varphi - \alpha p_K\sin\theta\cos\theta, \quad (4)$$

$$d\varphi/d\tau = p_z\sin\tau - p_y\cos\theta\sin\varphi/\sin\theta + p_K\cos\theta + \alpha p_y\cos\varphi/\sin\theta, \quad (5)$$

где  $\tau = \omega t$  – безразмерное время,  $p_y, p_z, p_K$  – безразмерные управляющие параметры, связанные с физическими параметрами системы следующими соотношениями:

$$p_y = \frac{1}{1+\alpha^2} \cdot \frac{\gamma H_y}{\omega}, \quad p_z = \frac{1}{1+\alpha^2} \cdot \frac{\gamma H_z}{\omega}, \quad p_K = \frac{1}{1+\alpha^2} \cdot \frac{2\gamma K}{\omega M}. \quad (6)$$

При  $p_z = 0$  система (4)–(5) является автономной. Фазовое пространство системы представляет собой поверхность цилиндра. Состояния равновесия этой системы находятся в точках  $\theta, \varphi = \pi/2 + n\pi$ , где  $n = 0, \pm 1, \dots$ . Тип и устойчивость состояния равновесия существенно зависит от управляющих параметров. Точки  $\theta = n\pi$  являются седловыми особыми точками, через которые проходит сепаратриса, разделяющая бассейны притяжения состояний равновесия системы. Интегральная кривая  $\theta = 0$  соответствует мгновенному опрокидыванию вектора магнитного момента на 180 градусов.

3. Численное моделирование системы уравнений (4)–(5) проводилось при фиксированном значении параметров  $\alpha = 0.1$ ,  $p_y = 0.032895$ ,  $p_K = 3.28947$  при изменении амплитуды внешнего воздействия  $p_z$ . Интегрирование уравнений осуществлялось методом Рунге – Кутты 4–го порядка с шагом  $\Delta h = 0.005$ .

На рис. 1 приведена бифуркационная диаграмма, на которой представлены минимальные значения переменной  $\theta$  от адиабатически медленно меняющегося параметра  $p_z$ . Количество приращений параметра равно 1000. На каждом шаге выводится порядка 50 минимумов переменной  $\theta$ . Бифуркационная диаграмма наглядно иллюстрирует эволюцию режимов в системе с изменением амплитуды внешнего воздействия. Из нее видно, что изменение величины  $p_z$  со стороны меньших значений приводит к тому, что при  $p_z = p_z^* = -33.9698$  стохастичность возникает сразу, скачком, то есть имеет место жесткое возникновение

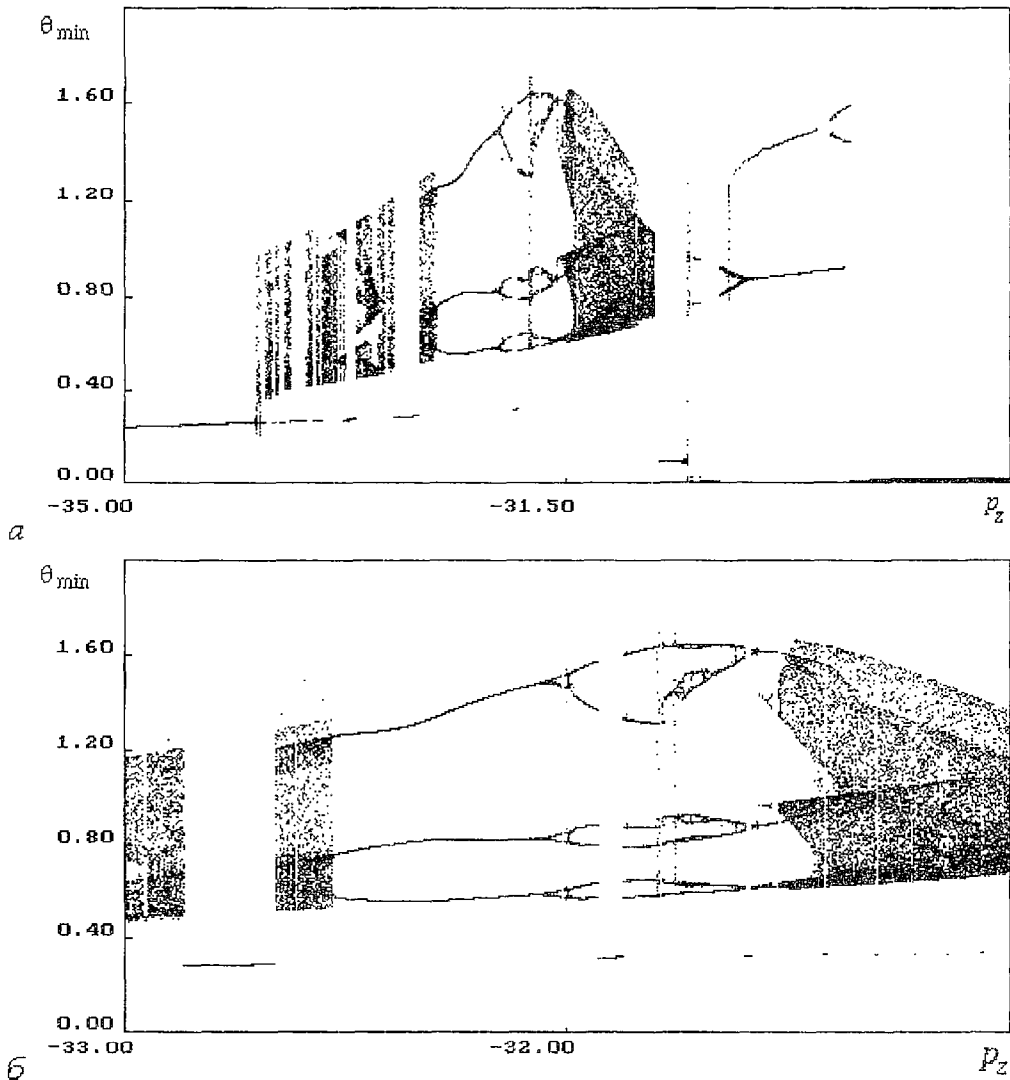


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма исследуемой системы

хаотических колебаний. С увеличением  $p_z$  на фоне хаотических движений появляются окна периодичности, динамика в которых подобна динамике системы при  $p_z < p_z^*$ . При этом наблюдается резкий скачок амплитуды колебаний  $\theta$  до величины, примерно равной амплитуде колебаний при  $p_z < p_z^*$ . Отметим, что с увеличением разрешения бифуркационной диаграммы по параметру  $p_z$  появляются все более узкие окна периодичности, причем их расположение демонстрирует скейлинговые свойства на бифуркационной диаграмме.

Дальнейший рост управляющего параметра приводит к синхронизации хаотических движений в цикл периода 3, который с увеличением  $p_z$  несколько раз удваивается, а затем через обратный каскад удвоений опять переходит в хаос (см. рис. 1, б).

Если продвигаться от больших значений бифуркационного параметра к меньшим, то при  $p_z = -29.2984$  имеет место жесткий переход с одного листа на другой качественно иллюстрируемый на бифуркационной диаграмме резким скачком величины амплитуды на временной реализации. Причем на втором листе наблюдается одно удвоение периода. Таким образом, в пространстве параметров наблюдаются перекрытия  $n$ -мерной поверхности карты режимов, то есть



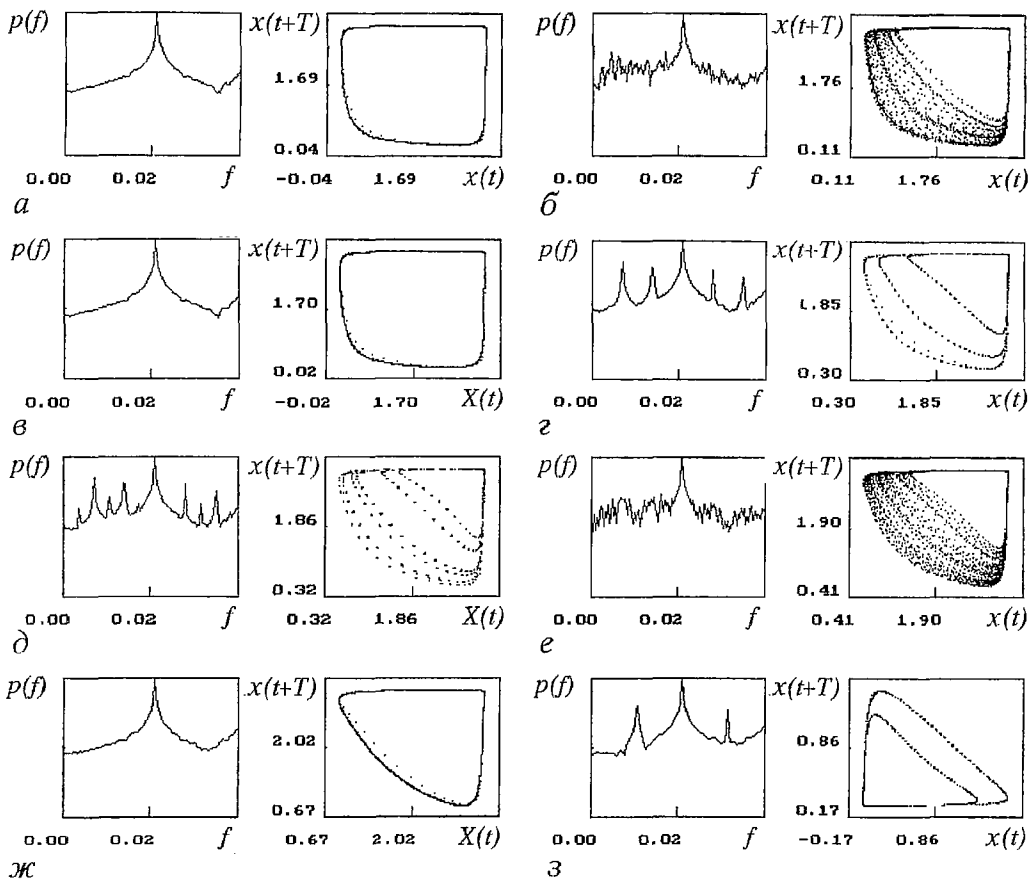


Рис. 2. Спектр мощности и фазовые портреты исследуемой системы: а –  $p_2 = -34.50$  (предельный цикл); б –  $p_2 = -33.87$  (хаос); в –  $p_2 = -33.64$  (окно периодичности); г –  $p_2 = -33.64$  (цикл-3); д –  $p_2 = -32.25$  (удвоенный цикл-3); е –  $p_2 = -31.19$  (хаос); ж –  $p_2 = -29.79$ ; а –  $p_2 = -28.62$  (цикл-2 на втором листе)

существуют области мультистабильности. Как известно, такая ситуация (типа *crossroad area* [12,13]) не позволяет классифицировать сценарий перехода к хаосу.

На рис. 2 представлены фазовые портреты, восстановленные по методу Такенса [14], и спектры мощности в логарифмическом масштабе, полученные при нескольких фиксированных значениях  $p_2$ .

Отметим, что полученная бифуркационная диаграмма построена при рассмотрении движения системы в окрестности особой точки  $\theta = \pi/2$ , однако, такое движение будет «вечно» лишь в случае регулярных колебаний (если, конечно, выбирать начальные условия в окрестности  $\theta = \pi/2$ ). В хаотическом режиме фазовая траектория живет в области особой точки  $\theta = \pi/2$  хотя и долго, однако, конечное время, а затем выбрасывается в бассейн притяжения точки  $\theta = 3\pi/2$ , что эквивалентно смене ориентации вектора магнитного момента на противоположное (соответствующая временная реализация показана на рис. 3, а, фазовый портрет – на рис. 3, б). Как видно из рис. 3, а, в системе наблюдается нерегулярная эволюция, происходящая то в окрестности неустойчивой точки  $\theta = \pi/2$ , то в окрестности  $\theta = 3\pi/2$ . Тем не менее, динамика около обеих особых точек остается качественно эквивалентной, что позволяет строить бифуркационную диаграмму по динамике системы только возле одной особой точки.

Рассмотрим топологию аттрактора, для этого исследуем предельное множество при следующих значениях параметров:  $\alpha = 0.1$ ,  $p_y = 0.032895$ ,  $p_z = -32.8947$ ,  $p_k = 3.28947$ . На рис. 4 представлены результаты расчета корреляционной размерности по Гроссбергеру – Прокаччио [15] как функции масштаба наблюде-

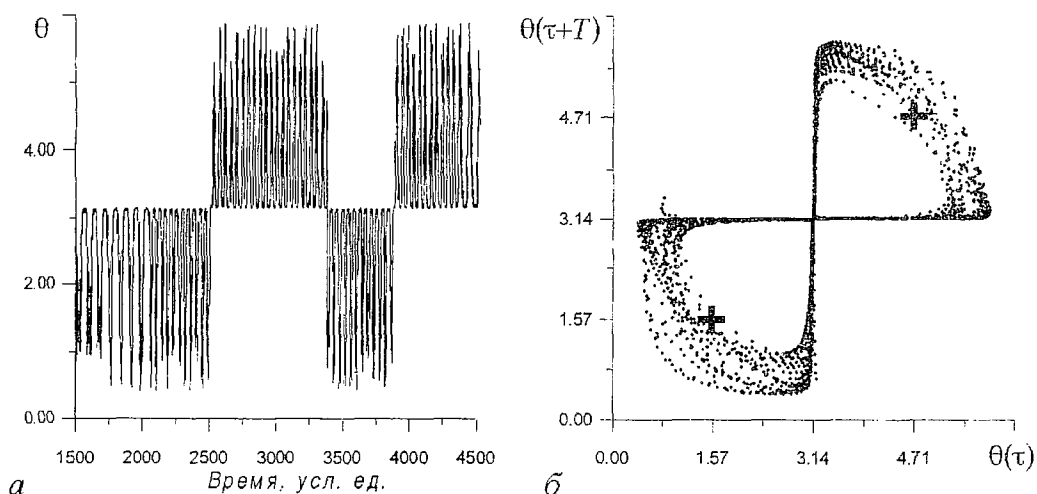


Рис. 3. Характерная временная реализация (а) и фазовый портрет (б) колебаний в системе. Особые точки системы  $\theta=\pi/2$ ,  $3\pi/2$  и  $\pi$  (отмечены на рис. б)

ния. По оси абсцисс отложен масштаб наблюдения  $\epsilon$ , нормированный на характерный размер аттрактора  $\epsilon_0$ , в логарифмической шкале; по оси ординат – размерность аттрактора. Размерность пространства вложения  $m=3$ . Как видно из рисунка, на графике  $D(\ln(\epsilon/\epsilon_0))$  нет области, где значение  $D$  остается постоянным с изменением масштаба наблюдения (области скейлинга). Аттрактор, таким образом, не является самоподобным, и его неоднородность характеризуется кривизной функции  $D(\epsilon)$  [16]. Выделяются два характерных масштаба аттрактора, связанных с динамикой фазовой точки на внешней ленте и в окрестности седло–фокуса  $\theta=\pi$ . Таким образом, аттрактор является гомоклиническим (квазиаттрактором) и его сложность увеличивается по мере увеличения разрешения области наблюдения.

Анализ статистических свойств аттрактора также позволяет сделать аналогичные выводы. Рис. 5 демонстрирует результаты расчета двумерной функции распределения  $P$ , которая характеризует вероятность пребывания траектории в том или ином месте на аттракторе. Видно, что двухмерная плотность вероятности концентрируется над особой точкой (точкой седло–фокуса), в окрестности которой фазовая точка проводит относительно большую долю времени, что характерно для систем с квазиаттрактором. Энтропия Шеннона, рассчитанная по функции распределения, положительна, что также характерно для хаотического предельного множества.

Отметим, что хаотическая динамика в исследуемой системе возможна и при существовании других управляющих параметрах, когда отсутствует сингулярность в правой части уравнения (5), то есть, когда  $\sin\theta$  не близок к нулю. При значении параметров  $\alpha=0.5$ ,  $p_y=0.127$ ,  $p_K=0.110$  в системе с увеличением амплитуды внешнего воздействия наблюдается переход к хаосу через

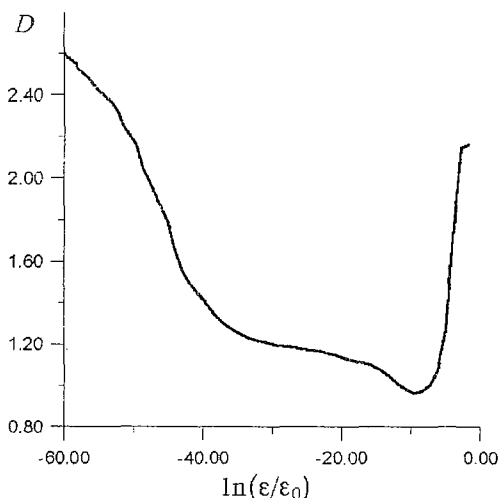


Рис. 4. Наклон корреляционного интеграла (аттрактора) аттрактора как функция масштаба наблюдения для хаотического режима

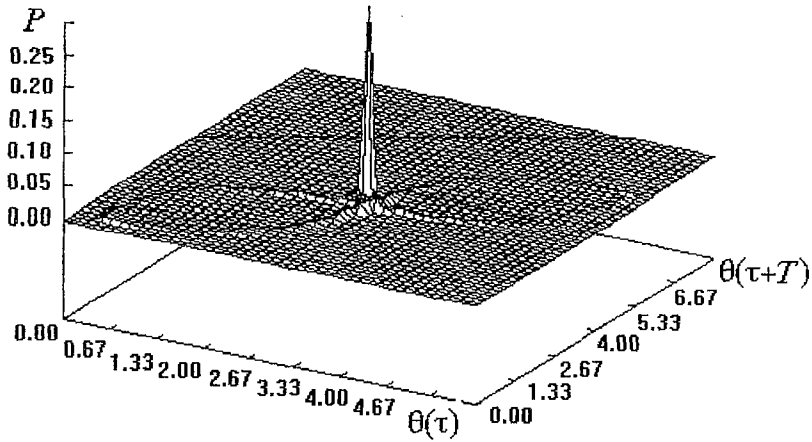


Рис. 5. Двумерная функция распределения  $P(\theta(\tau), \theta(\tau+T))$  для хаотического режима

разрушение квазипериодических движений. При  $p_z \leq p_z^{кр} \approx 1.18$  система находится в квазипериодическом режиме (замкнутая инвариантная кривая в отображении Пуанкаре; в спектре четко видны две несоизмеримые частоты 1 и 2 – рис. 6, а). Рождение стохастичности обусловлено жестким разрушением двумерного тора, причем в сечении Пуанкаре наблюдается разброс точек, который усиливается с ростом бифуркационного параметра (см. рис. 6, б). Дальнейшее увеличение  $p_z$  приводит к синхронизации колебаний в однократный предельный цикл.

Анализ размерности возникающих предельных множеств показал, что на кривых  $D(\epsilon)$  можно выделить достаточно широкий участок, где  $D(\epsilon) = \text{const}$  (область скейлинга). Это говорит об однородности аттрактора, а следовательно, размерность аттрактора можно охарактеризовать единственным числом, определенным в области скейлинга корреляционного интеграла. Мы рассчитывали размерность аттракторов в сечении Пуанкаре, причем в силу однородности

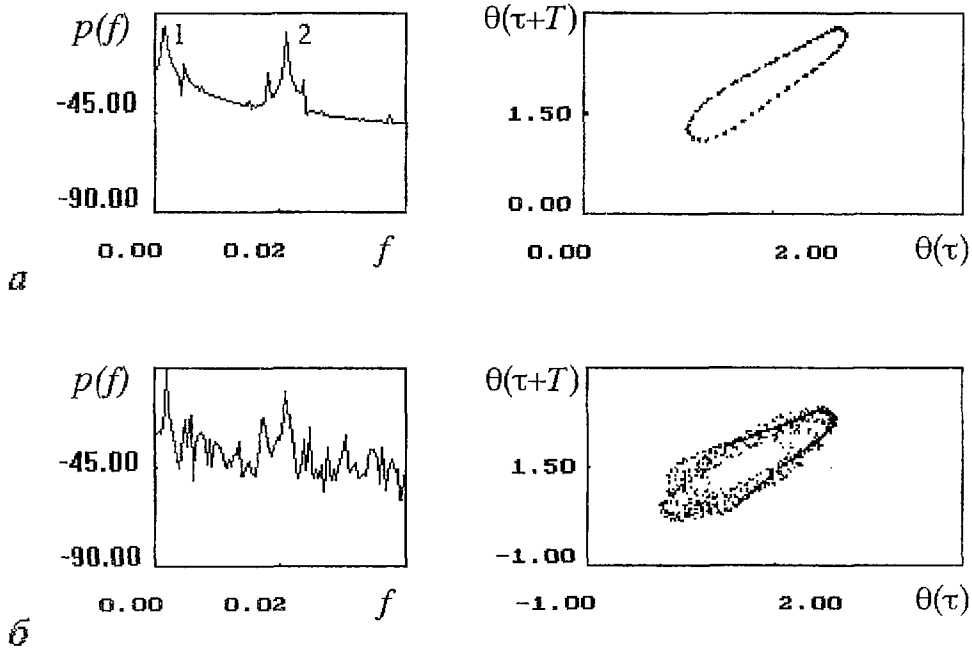


Рис. 6. Спектры мощности и сечения Пуанкаре для квазипериодического (а) и хаотического (б) режимов

размерность не будет зависеть от выбора секущей. Полная размерность  $D$  предельного множества, вложенного в трехмерное фазовое пространство, будет равна  $D=1+d$ , где  $d$  – размерность множества в сечении. Для режима двухчастотных биений (рис. 6, а)  $d=1.06\pm 0.01$ ; в режиме хаотических колебаний, соответствующих рис. 6, б,  $d=1.31\pm 0.01$ , причем область скейлинга существенно сужается. Таким образом, при  $p_z < p_z^{кр}$  в системе действительно наблюдается двумерный тор ( $D=2$ ). При  $p_z > p_z^{кр}$  в системе наблюдается малоразмерный странный аттрактор с  $2 < D < 3$ . При больших значениях  $p_z$   $d=0$  ( $D=1$ ), что соответствует регулярному многообразию в фазовом пространстве.

4. Таким образом, проведенное численное исследование показало возможность стохастизации движения магнитного момента при изменении параметров внешнего поля. Система демонстрирует в зависимости от управляющих параметров различные пути перехода к хаосу. На наш взгляд, представляется важным и интересным провести многопараметрическое исследование рассматриваемой системы, а также построить полную карту динамических режимов, что позволит выявить закономерности накопления мультистабильных состояний. Это, в свою очередь, позволит судить о принадлежности исследуемой системы к тому или иному классу универсальности динамических систем.

#### Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1991.
2. Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990.
3. Берже П., Помо П., Видаль К. Порядок в хаосе. М.: Мир, 1991.
4. Ruelle D. // Commun. Math. Phys. 1981. Vol. 82. P. 137.
5. Ott E. // Reviews of Modern Phys. 1981. Vol. 53. P. 655.
6. Короновский А.А., Трубецков Д.И. Нелинейная динамика в действии. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1995.
7. Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Николаева Е.П., Николаев А.В. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103, № 1. С. 213.
8. Кандаурова Г.С., Свицерский А.Е. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97, № 4. С. 1218.
9. Ваиковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1993.
10. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
12. Carcasses J, Mira C., Bosh M., Simo C., Tatjer J.C. // Int. J. Bifurc. & Chaos. 1993. Vol. 1. P. 183.
13. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П. // Изв. вузов. ПНД, 1993. Т. 1, № 3–4. С. 15.
14. Takens F. // Lect. Notes in Math. Warwick: Springer-Verlag, 1980. Vol. 898. P. 366.
15. Grassberger P., Procaccia J. // Physica D. 1983. Vol. 19. P. 189.
16. Кипчатов А.А., Красичков Л.В., Андрушкевич А.В. // Международный семинар. Нелинейные цепи и системы. Т.2. 16–18 июня 1992, Москва, Россия. С. 308.

Московский государственный  
университет  
Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 14.11.97

# ON ORIGINATION OF CHAOTIC ATTRACTOR BY THE MAGNETIC MOMENTUM VECTOR MOTION IN EXTERNAL OSCILLATING MAGNETIC FIELD

*O.P. Polyakov, A.E. Hramov*

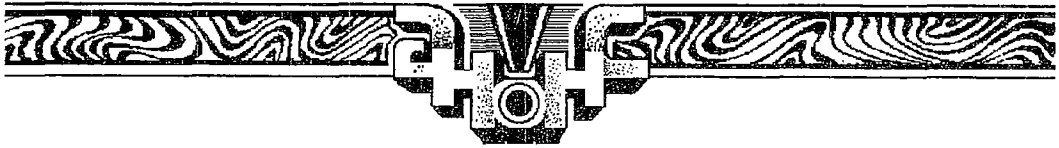
The possibility of chaotic attractor formation by the magnetic momentum vector motion in the harmonical external magnetic field in the presence of dissipation and uniaxial anisotropy field is shown. Routes to chaos in the considering system are discussed.



*Поляков Олег Петрович* – родился в 1976 году в поселке Волгореченск Костромской области. В 1993 году поступил на физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. В настоящее время – студент 5-го курса, обучается на кафедре квантовой статистики и теории поля. Автор 4 публикаций. Область научных интересов – физика нелинейных систем.



*Храмов Александр Евгеньевич* – в 1996 году закончил Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского. Сейчас является аспирантом кафедры электроники и волновых процессов физического факультета СГУ. Работает в научном секторе Государственного учебно-научного центра «Колледж» СГУ. Область научных интересов – нелинейные явления и процессы структурообразования в распределенных системах электронно-плазменной природы. Имеет несколько публикаций по выше-названной тематике.



**Вышла в свет монография**

**Ланда П.С.** Нелинейные колебания и волны. М.: Наука. Физматлит, 1997. 496 с. ISBN 5-02-015212-9

В монографии с единой точки зрения рассмотрены колебательные и волновые процессы в системах самой различной физической природы. Показано, что такие популярные и быстро развивающиеся в последние годы науки, как нелинейная динамика, теория солитонов и синергетика, которые часто изучаются независимо друг от друга, фактически являются составными частями теории колебаний и волн. Единство колебательных законов позволяет строить простые модели сложных систем, позволяющие прояснить общие свойства изучаемых систем и предсказывать их поведение в конкретных условиях. Кроме классических вопросов, изложены нетрадиционные проблемы шумоиндуцированных колебаний и турбулентности.

Для специалистов, чья деятельность связана с исследованием колебательных и волновых процессов, а также аспирантов и студентов для углубленного изучения общих законов теории колебаний и волн и их приложений к конкретным системам.

Илл. 222. Библиогр. 646 назв.

*Информация об издании этой монографии на английском языке с публикацией оглавления приведена в журнале Изв. вузов. ПНД, т. 3, N 2, 1995.*

E-mail редакции: [and@college.saratov.su](mailto:and@college.saratov.su)



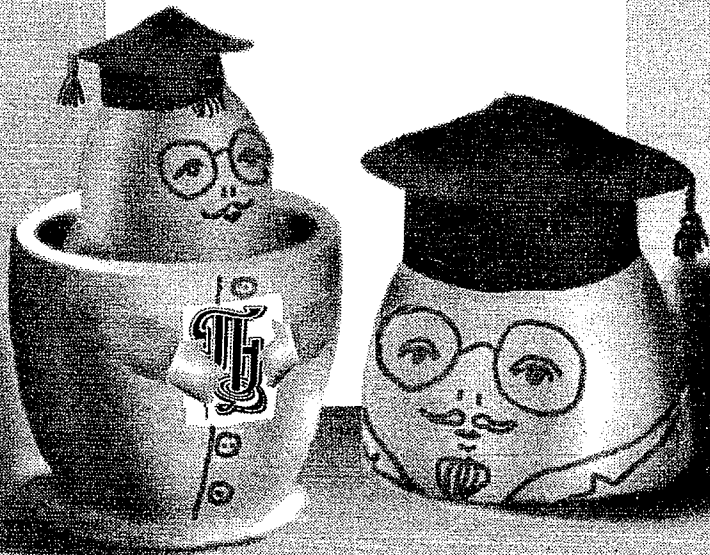


# ЖУРНАЛ

Материалы Международной конференции

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ  
ЭЛЕКТРОНИКИ И РАДИОФИЗИКИ СВЧ**

Саратов, Россия, 4-8 сентября 1997

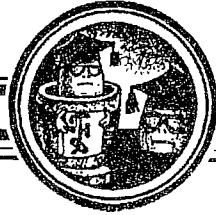


В  
ЖУРНАЛЕ



В Саратове с 4 по 8 сентября 1997 года прошла Международная межвузовская конференция «Современные проблемы электроники и радиопизики СВЧ». Конференция была посвящена памяти члена-корреспондента Академии наук Льва Альбертовича Вайнштейна, который скончался 8 сентября 1989 года. Раздел «Журнал в журнале», содержащий статьи по некоторым докладам конференции, открывается неопубликованной ранее статьей Л.А. Вайнштейна по переходным процессам в волноводе. Появилась она так. Мой тогда аспирант С.П. Кузнецов (ныне доктор, профессор, известный специалист в области нелинейной динамики) и я занимались нестационарной теорией генераторов обратной волны и написали нестационарные уравнения возбуждения волновода, следуя методике, предложенной Львом Альбертовичем для резонаторов. Все было правильно, но нестрого. «Вы последовали моему дурному примеру», – сказал Лев Альбертович при встрече и протянул мне рукопись статьи, которая и публикуется сейчас в журнале в ее первоизданном виде. В рукописи рядом с его фамилией стояла и моя. Разумеется, я отказался, но и Лев Альбертович не стал публиковать работу, считая, что идея данной задачи принадлежит не ему.

Д.И. Трубецков



## ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ВОЛНОВОДОВ

Л.А. Вайнштейн

Задача о возбуждении произвольного однородного волновода заданными токами для гармонических (монокроматических) процессов имеет, как известно [1–3], общее и довольно простое решение, для произвольных процессов решение можно получить с помощью преобразования Фурье. Обычно, однако, приходится иметь дело с переходными процессами, спектр которых сосредоточен в окрестности несущей частоты  $\omega_0$  (в полосе шириной  $2\Delta\omega$ , где  $\Delta\omega \ll \omega_0$ ). Для таких процессов достаточно знать *главную часть* поля, обусловленную частотами  $\omega \approx \omega_0$  (точнее,  $|\omega - \omega_0| \leq \Delta\omega$ ), а побочными частями вследствие их малой интенсивности можно пренебречь. Ниже дан вывод основных соотношений для главных частей волн, возбуждаемых в волноводе; в области, где токов нет, эти соотношения совпадают с известными соотношениями [4] для свободно распространяющихся волн.

Рассмотрим возбуждение однородного и бесконечного по оси  $z$  волновода заданным электрическим током с плотностью

$$\mathbf{j}(x, y, z, t) = \mathbf{J}(x, y, z, t) e^{-i\omega_0 t}, \quad (1)^*$$

где  $\mathbf{J}$  – медленно изменяющаяся (по сравнению с  $e^{-i\omega_0 t}$ ) функция  $t$ . Здесь физическая плотность тока вводится как  $\text{Re}\mathbf{j}$ , а комплексная величина  $\mathbf{j}$  связана со своей трансформантой Фурье  $\tilde{\mathbf{j}}$  соотношениями

$$\mathbf{j}(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{j}}(x, y, z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \tilde{\mathbf{j}}(x, y, z, \omega) = 1/(2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{j}(x, y, z, t) e^{i\omega t} dt, \quad (2)$$

аналогичные обозначения применяются и для других физических величин. Забегая вперед, отметим, что для расчета возбуждения  $s$ -й волны в волноводе (с комплексным волновым числом  $h_s(\omega)$ ) плотность тока удобно представлять не в виде (1), а в виде

$$\mathbf{j}(x, y, z, t) = \mathbf{J}_s(x, y, z, \theta_s) e^{i[h_s(\omega_0)z - \omega_0 t]}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{J}_s$  – медленно изменяющаяся функция четвертого аргумента  $\theta_s = t - h_s'(\omega_0)z$ , а  $h_s'$  – производная  $h_s$  по  $\omega$ . Наиболее интересные результаты получаются тогда, когда  $\mathbf{J}_s$  есть медленно изменяющаяся функция третьего аргумента  $z$  (по сравнению с

\* Здесь и далее жирным выделены векторные величины. (Прим. ред.)

$e^{ih_s(\omega_0)z}$ ), то есть при синхронизме тока с  $s$  волной, но в общем случае мы этого не предполагаем.

Для трансформант Фурье теория возбуждения волноводов [1–3] дает выражения

$$\mathbf{E} = \sum_{s,-s} \tilde{c}_s \tilde{\mathbf{E}}_s + 4\pi/(i\omega\epsilon) \tilde{\mathbf{j}}^l, \quad \tilde{\mathbf{H}} = \sum_{s,-s} \tilde{c}_s \tilde{\mathbf{H}}_s, \quad (4)$$

где значок  $s,-s$  означает суммирование по волнам обоих направлений,  $h_{-s}(\omega) = -h_s(\omega)$ , а  $\tilde{\mathbf{j}}^l$  – проекция  $\mathbf{j}$  на ось  $z$ . Если в выражениях (4) считать  $\tilde{\mathbf{E}}_s, \tilde{\mathbf{H}}_s$  зависящими только от  $x, y, \omega$ , то есть включить множитель  $e^{ih_s(\omega)z}$  в коэффициент  $\tilde{c}_s = \tilde{c}_s(z, \omega)$ , то последний будет удовлетворять уравнению

$$\frac{d\tilde{c}_s}{dz} - ih_s(\omega)\tilde{c}_s = i_s, \quad i_s(z, \omega) = \frac{1}{N_s} \int \tilde{\mathbf{j}} \tilde{\mathbf{E}}_{-s} ds, \quad (5)$$

где  $N_s = N_s(\omega)$  – норма  $s$ -й волны, а интегрирование производится по всему поперечному сечению  $z = \text{const}$ .

Обозначим  $\Omega = \omega - \omega_0$  и введем вместо  $\tilde{c}_s$  и  $i_s$  новые функции  $\tilde{C}_s$  и  $\tilde{I}_s$  по формулам

$$\tilde{c}_s(z, \omega) = \tilde{C}_s(z, \Omega) e^{i[h_s(\omega_0) + h_s'(\omega_0)\Omega]z}, \quad i_s(z, \omega) = \tilde{I}_s(z, \Omega) e^{i[h_s(\omega_0) + h_s'(\omega_0)\Omega]z}, \quad (6)$$

тогда уравнение (5) примет вид

$$\frac{d\tilde{C}_s}{dz} - i[h_s(\omega) - h_s(\omega_0) - h_s'(\omega_0)\Omega]\tilde{C}_s = \tilde{I}_s. \quad (7)$$

Аппроксимируем в нем функцию  $h_s(\omega) = h_s(\omega_0 + \Omega)$  при  $|\Omega| \lesssim \Delta\omega$  несколькими членами ряда Тейлора, в результате чего получаем уравнение

$$\frac{d\tilde{C}_s}{dz} - i\left[\frac{h_s''(\omega_0)}{2}\Omega^2 + \frac{h_s'''(\omega_0)}{6}\Omega^3 + \dots\right]\tilde{C}_s = \tilde{I}_s, \quad (8)$$

и если вычислить функции

$$\begin{aligned} \tilde{C}_s(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{c}_s(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = C_s(z, \theta_s) e^{i[h_s(\omega_0)z - \omega_0 t]}, \\ i_s(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} i_s(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = I_s(z, \theta_s) e^{i[h_s(\omega_0)z - \omega_0 t]}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$C_s(z, \theta_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C}_s(z, \Omega) e^{-i\Omega\theta_s} d\Omega, \quad I_s(z, \theta_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{I}_s(z, \Omega) e^{-i\Omega\theta_s} d\Omega,$$

то  $C_s$  и  $I_s$  – медленно изменяющиеся функции  $\theta_s$  – будут связаны уравнением в частных производных

$$\frac{\partial C_s}{\partial z} + \frac{ih_s''(\omega_0)}{2} \frac{\partial^2 C_s}{\partial \theta_s^2} - \frac{h_s'''(\omega_0)}{6} \frac{\partial^3 C_s}{\partial \theta_s^3} + \dots = I_s, \quad (10)$$

причем  $C_{-s}$  и  $I_{-s}$  – связаны таким же уравнением, в котором  $h_s$  заменено на  $h_{-s} = -h_s$ . Ниже будут выписаны выражения для функции  $C_s$ , соответствующей волне, которая распространяется в положительном направлении оси  $z$ , для функции  $C_{-s}$  справедливы аналогичные выражения.

Общее решение уравнения (10) есть сумма общего решения однородного уравнения  $C_s^0(z, \theta_s)$  и частного решения неоднородного уравнения. Если частное решение удовлетворяет условию излучения, то мы будем иметь

$$C_s(z, \theta_s) = C_s^0(z, \theta_s) + \int_{-\infty}^z \int_{-\infty}^{\infty} G_s(z - \zeta, \theta_s - \theta) I_s(\zeta, \theta) d\theta, \quad (11)$$

где при удержании первых двух членов в левой части (10) функция Грина  $G_s$  равна [4]

$$G_s(z, \theta_s) = \frac{1}{[-2i\pi h_s''(\omega_0)z]^{1/2}} \exp\left[-\frac{i\theta_s^2}{2h_s''(\omega_0)z}\right], \quad (12)$$

а при  $h_s''(\omega_0)=0$  и учете только первого и третьего членов

$$G_s(z, \theta) = \frac{1}{\pi^{1/2}[h_s'''(\omega_0)z/2]^{1/3}} V\left(-\frac{\vartheta}{[h_s'''(\omega_0)z/2]^{1/3}}\right) \quad (13)$$

(где  $V(\tau)$  – функция Эйри), а если в левой части (10) учитывать только член  $\partial C_s / \partial z$ , то формула (11) примет вид

$$C_s(z, \theta_s) = C_s^0(\theta_s) + \int_{-\infty}^z I_s(\zeta, \theta_s) d\zeta, \quad (14)$$

причем  $C_s^0$  не зависит от  $z$ . Значения  $C_s^0(z, \theta_s)$  при  $z \geq z_0$ , зная  $C_s^0(z_0, \theta_s)$ , можно вычислить по формуле

$$C_s^0(z, \theta_s) = \int_{-\infty}^{\infty} G_s(z - z_0, \theta_s - \theta) C_s^0(z_0, \theta) d\theta, \quad (15)$$

выведенной ранее [4] и применимой к  $C_s$ , если  $I_s=0$  при  $z \geq z_0$ . Существенно, что одна и та же функция  $G_s$  определяет изменение комплексной огибающей  $C_s$  как в процессе свободного распространения волны, так и процессе ее возбуждения сторонними токами. При достаточно малых  $z$  и вещественном значении  $h_s'(\omega_0)$  выражения (12) и (13) можно заменить дельта-функцией

$$G_s(z, \vartheta) = \delta(\vartheta) \quad (z > 0), \quad (16)$$

приводящей к формуле (14).

Непосредственный физический интерес представляет, однако, не функция  $C_s$ , а поле  $s$ -й волны

$$\mathbf{e}_s(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C}_s(z, \omega) \tilde{\mathbf{E}}_s(x, y, \omega) e^{-i\omega t} dt = \mathbf{E}_s(x, y, z, \theta_s) e^{i[h_s(\omega_0)z - \omega_0 t]}, \quad (17)$$

$$\mathbf{E}_s(x, y, z, \theta_s) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C}_s(z, \Omega) \tilde{\mathbf{E}}_s(x, y, \omega_0 + \Omega) e^{-i\Omega \theta} d\Omega$$

и, кроме того, нужно связать «возбуждающую» функцию  $I_s$  в правой части (10) с векторной функцией  $\mathbf{J}_s$ , см. формулу (3). Полагая  $N_s=1$ , введем векторные функции

$$\mathbf{E}_{\pm s}^0(x, y, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{E}}_{\pm s}(x, y, \omega_0 + \Omega) e^{-i\Omega \theta} d\Omega, \quad (18)$$

тогда будем иметь

$$\mathbf{E}_s(x, y, z, \theta_s) = \int_{-\infty}^{\infty} C_s(z, \theta_s - \theta) \mathbf{E}_s^0(x, y, \theta) d\theta, \quad (19)$$

$$I_s(z, \theta_s) = \int ds \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_s(x, y, z, \theta_s - \theta) \mathbf{E}_{-s}^0(x, y, \theta) d\theta.$$

Таким образом, поле  $s$ -й волны получается в результате свертки функции  $C_s$  с векторной функцией  $\mathbf{E}_s^0$  по «групповому» времени  $\theta = t - h_s'(\omega_0)z$ , а возбуждающая

функция  $I_s$  – в результате такой же свертки векторных функций  $\mathbf{J}_s$  и  $\mathbf{E}_{-s}^0$  и интегрирования по поперечному сечению. Зависимость  $\mathbf{E}_s^0$  и  $\mathbf{E}_{-s}^0$  от  $\theta$  различна для различных волн: так, для чисто поперечных волн в свободном пространстве, в плоскопараллельном волноводе или в коаксиальной линии  $\mathbf{E}_s$ ,  $\mathbf{E}_{-s}$  и  $N_s$  не зависят от  $\omega$ , и мы получаем

$$\mathbf{E}_{\pm s}^0 = \tilde{\mathbf{E}}_{\pm s}(x, y) \delta(\theta), \quad (20)$$

так что выражения (19) упрощаются к виду

$$\mathbf{E}_s(x, y, z, \theta_s) = C_s(z, \theta_s) \tilde{\mathbf{E}}_s(x, y), \quad \mathbf{I}_s(z, \theta_s) = \int \mathbf{J}_s(x, y, z, \theta_s) \mathbf{E}_{-s}(x, y) ds. \quad (21)$$

Другие волны характеризуются конечным «временем поперечного установления»  $\Delta t_s^{**}$ . Если  $\Delta t_s \ll \Delta \theta$ , где  $\Delta \theta \sim 1/\Delta \omega$  – характерное время для комплексных огибающих токов и полей (то есть  $\mathbf{J}_s$  и  $C_s$ ), то формулы (21) остаются справедливыми при условии, что  $\mathbf{E}_s$  и  $\tilde{\mathbf{E}}_{-s}$  взяты на несущей частоте  $\omega_0$ ; последнее вытекает из соотношений

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_{\pm s}^0(x, y, \theta) d\theta = \tilde{\mathbf{E}}_{\pm s}(x, y, \omega_0). \quad (22)$$

Если  $I_s(z, \theta_s)$  есть медленно изменяющаяся функция  $z$ , то есть если возбуждающий ток находится в синхронизме с данной волной, то согласно формулам (11) и (14) по мере распространения волны (с ростом  $z$ ) происходит накопление возбуждений, благодаря чему  $C_s(z, \theta_s)$  может достигать больших значений (пространственный резонанс!). При отсутствии синхронизма  $I_s(z, \theta_s)$  есть быстро изменяющаяся функция  $z$ , такой же – и при том малой – получается функция  $C_s$  (если  $C_s^0=0$ ). Влияние второго и третьего члена в левой части (10) тем меньше, чем больше характерное время  $\Delta \theta$ , то есть чем меньше  $\Delta \omega$ .

Выведенные соотношения могут быть, в частности, применены к электронным приборам – ЛБВ и ЛОВ. Так, в книге [5], по-существу, использовались соотношения (21) и (22) и уравнение (10) с одним первым членом в левой части; при этом мнимая часть  $h_s'(\omega_0)$ , ответственная за изменение формы энергетического спектра волны и его смещение по оси частот (то есть за сдвиг несущей частоты [4]), не учитывалась. Второй член в левой части (10) позволяет учесть деформацию комплексной огибающей при распространении волны, например растяжение и сжатие импульса [4].

### Библиографический список

1. Вайнштейн Л.А. // ЖТФ. 1953. Т. 23, № 4. С. 653–666.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. Гл. XIV, §79–82.
3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. Лекция V.
4. Вайнштейн Л.А. // УФН. 1976. Т. 118, №2. С. 339–367.
5. Электроника ламп с обратной волной / Под ред. В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1975. Гл. III.

Институт физических проблем АН СССР

Осень, 1975

\*\* Для волн в пустом волноводе с идеально проводящими стенками  $\Delta t_s \sim 1/\omega_s$ , где  $\omega_s$  – критическая частота (Прим. авт).





## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ РЭП МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

*Л.Ю. Богданов, Г.Г. Соминский*

С помощью комплекса специально разработанных слабовозмущающих методов диагностики экспериментально изучены пространственно–временные характеристики коллективных процессов в объемном заряде релятивистских электронных пучков микросекундной длительности. Определено влияние на характеристики коллективных процессов условий формирования релятивистских электронных пучков, а также воздействие колебаний пространственного заряда на структуру пучка. Выявлены эффективные способы управления колебаниями с помощью неоднородных полей.

### Введение

Видимо, нет особой нужды подробно пояснять необходимость изучения коллективных процессов в релятивистских электронных пучках (РЭП). Огромные и до сих пор неисчерпанные возможности их использования в электронике и энергетике больших мощностей, поиск эффективных способов управления их характеристиками определяют постоянно существующий интерес к этому сложному объекту исследований. К сожалению, однако до сих пор часто не удается получить РЭП достаточно высокого качества. Препятствует этому, в частности, недостаток информации о закономерностях и влиянии на характеристики РЭП протекающих в них коллективных процессов.

Имеется большое количество публикаций, в которых анализируются закономерности формирования и транспортировки РЭП, а также их устойчивость (см., например, [1–7]). В теоретических исследованиях выявлены основные причины развития неустойчивостей, связанных с существованием градиентов скоростей и концентрации электронов. Механизм развития неустойчивостей под действием этих факторов имеет достаточно общий характер и проявляется не только в РЭП (см., например, [8,9]). К сожалению, известные теоретические рассуждения выполнены для сильно идеализированных моделей пучков и, большей частью, в линейном приближении. Они успешно объясняют разрушение РЭП в результате развития, например, диокотронной неустойчивости, однако не позволяют, как правило, определить амплитудно–частотные и пространственно–временные характеристики происходящих в них коллективных процессов в используемых на практике устройствах.

В экспериментальных работах из–за трудностей диагностики сильноточных электронных потоков потоками анализировались преимущественно либо весьма низкочастотные (менее 100 МГц), либо уже существенно высокочастотные (более

3 ГГц) процессы (см., например, [10–13]). Лишь недавно, благодаря использованию достаточно современного комплекса специально разработанных слабозмущающих методов исследования, нами были получены сведения о характеристиках коллективных процессов в широкой полосе частот [14–19]. Были определены амплитудно–частотные и пространственно–временные характеристики колебаний в наименее исследованных ранее РЭП микросекундной длительности, находящихся применение, прежде всего, при построении мощных СВЧ устройств. Изучено, с одной стороны, влияние на характеристики коллективных процессов условий формирования РЭП, а с другой – воздействие колебаний пространственного заряда на их структуру. Выявлены возможные способы управления колебаниями с помощью неоднородных полей. В настоящей работе обобщаются результаты этих последних исследований.

## 1. Методика измерений и аппаратура. Контрольные измерения

Исследования выполнены в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией и кромочными взрывоэмиссионными катодами на сильноточной экспериментальной релятивистской установке СЭР–1 кафедры физической электроники СПбГТУ.

Схематическое изображение сечения экспериментального диода показано на рис. 1. При подаче высокого напряжения на катод 1 у его кромки в результате взрывной эмиссии появляется плазма, заметно расширяющаяся в течение импульса как вдоль магнитного поля, так и в поперечном направлении. Электроны, эмитируемые с ее поверхности, ускоряются в зазоре между катодом и анодом 2, затем дрейфуют внутри канала транспортировки 3 длиной 1 м и осаждаются на

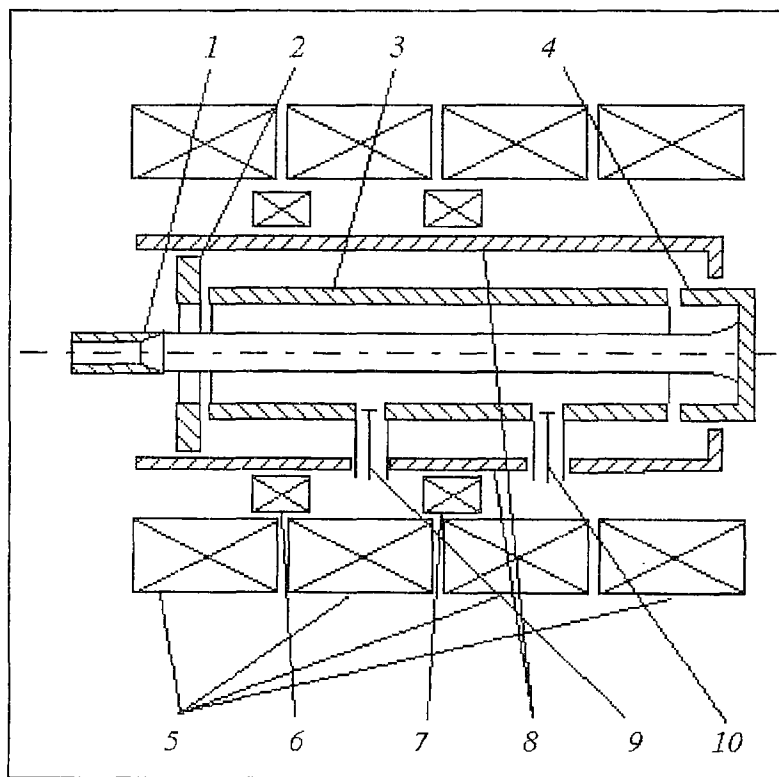


Рис. 1. Схематическое изображение сечения экспериментального прибора: 1 – взрывоэмиссионный кромочный катод, 2 – анод, 3 – канал транспортировки, 4 – торцевой коллектор, 5 – соленоиды, 6 и 7 – дополнительные катушки магнитного поля, 8 – вакуумная оболочка, 9 и 10 – высокочастотные зонды

коллекторе 4 в спадающем магнитном поле. В зависимости от целей эксперимента использовался цилиндрический коллектор с развитой поверхностью или торцевой коллектор. Использовались катоды из нержавеющей стали диаметром  $D_k=20$  мм, а также из углерода диаметром 12 и 20 мм. Анод и канал транспортировки имели одинаковый внутренний диаметр  $D_a=32$  мм. Расстояние  $L_{ка}$  по оси между катодом и анодом можно было плавно регулировать в работающем приборе. Измерения выполнены при фиксированных значениях этого расстояния 12, 27 и 35 мм.

Для удержания РЭП использовалось внешнее магнитное поле  $B_0$  величиной до 1.2 Тл, создаваемое системой соленоидов 5. В части экспериментов при помощи дополнительных катушек 6 и 7 создавались локальные неоднородности магнитного поля. Эти катушки располагались на расстояниях 20 и 60 см от катода. Амплитуда этих неоднородностей в разных экспериментах составляла 30% или 60% от величины основного магнитного поля  $B_0$ .

Для определения характеристик колебаний пространственного заряда использовались высокочастотные зонды 9 и 10, расположенные соответственно на расстояниях 40 и 80 см от катода. Зонды сообщались с областью транспортировки пучка через малые отверстия (диаметром приблизительно 3 мм) и регистрировали наведенные сигналы, связанные с движением ступок пространственного заряда в ближней к ним зоне. Сигналы с зондов подавались на вход широкополосных осциллографов типа С7-19. Изображение с их экрана с помощью телекамеры передавалось для записи и обработки в специализированную ЭВМ. Фурье-анализ разовых реализаций длительностью от 5 до 600 нс позволял получать «мгновенные» спектры колебаний.

Для определения изменений амплитуды колебаний в течение импульса РЭП фиксировались, кроме того, протектированные сигналы с зондов.

Типичные импульсы напряжения  $U$  с выхода генератора импульсного напряжения и тока  $I$  на коллектор показаны на рис. 2. Здесь хотелось бы обратить внимание на то, что небольшая начальная задержка тока связана с инерционностью использованной в данном случае рентгеновской системы его регистрации. При необходимости можно было проводить измерения менее инерционными методами или учитывать особенности рентгеновской регистрации. Максимальное напряжение в экспериментах достигало 220 кВ. В зависимости от условий формирования РЭП и величины магнитного поля амплитуда тока  $I$  на коллектор и его длительность изменялись соответственно в пределах от 500 до 1200 А и от 1 до 3 мкс.

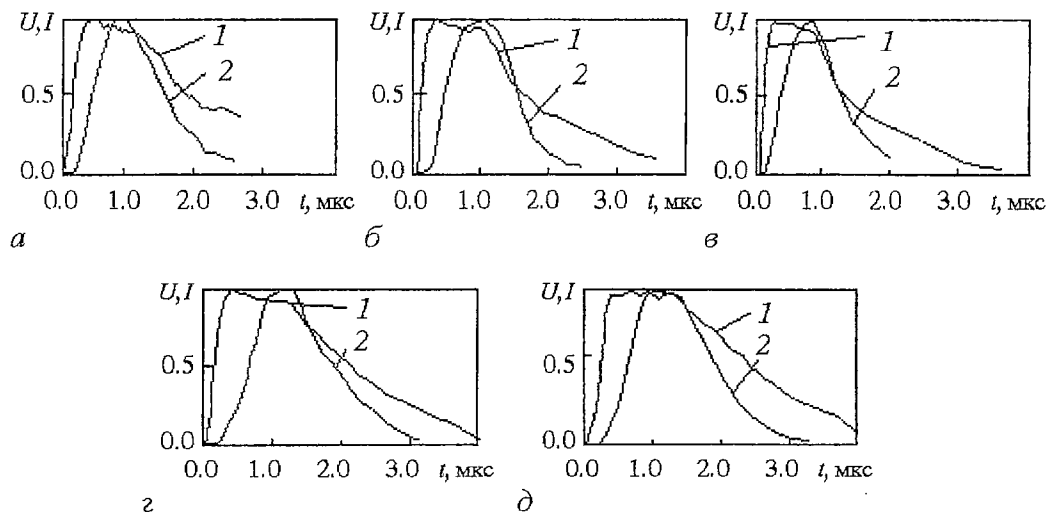


Рис. 2. Типичные импульсы  $U$  (1) и  $I$  (2) для различных условий формирования РЭП. а, б, в – катод из углерода, г, д – катод из нержавеющей стали. а –  $D_k=12$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; б –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; в –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=12$  мм; г –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; д –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=35$  мм. Значения  $U$  и  $I$  даны в относительных единицах

Для определения структуры РЭП измерялись характеристики теплового или тормозного рентгеновского излучения с торцевого коллектора, бомбардируемого электронами пучка. Для построения рентгеновского изображения излучение с коллектора через камеру-обскуру направлялось на вход специально сконструированного электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Усиленное видимое излучение с экрана ЭОП с помощью телевизионной аппаратуры вводилось в специализированную ЭВМ, где могло быть зафиксировано и обработано. Тепловое излучение с коллектора попадало непосредственно на телекамеру через систему зеркал и также записывалось на ЭВМ. Рентгеновская методика обеспечивала высокое временное (менее 100 нс) разрешение, но сравнительно небольшое пространственное (около 2 мм). На основе теплового излучения определялась структура пучка, усредненная за время импульса тока, но пространственное разрешение в данном случае достигало десятых долей миллиметра. Поэтому в зависимости от целей эксперимента для определения структуры РЭП с высоким разрешением в пространстве или во времени целесообразно регистрировать соответственно тепловое или рентгеновское излучение с коллектора. Структура пучка вдали от коллектора контролировалась в случае необходимости по следам на твердотельных мишенях.

Анализ «тепловых» изображений, выполненный на начальном этапе работы, показал, что для получения трубчатого пучка у коллектора магнитное поле  $B_0$  должно превышать приблизительно 0.5 Тл. Иллюстрирует это рис. 3, на котором показаны такие изображения и полученные на основании их обработки распределения интенсивности излучения для двух полей 0.35 и 0.5 Тл.

Наряду с этими данными об удержании пучка однородным магнитным полем, в экспериментах по исследованию структуры пучка были выявлены нетривиальные закономерности воздействия на его транспортировку локальных неоднородностей магнитного поля. Было установлено, что с помощью локальных неоднородностей магнитного поля можно изменять распределение плотности тока в пучке. Эти данные представлены на рис. 4, где показаны «рентгеновские» изображения пучка, полученные при основном ведущем магнитном поле  $B_0=1$  Тл. Оказалось, что локальное увеличение на 30% магнитного поля ближней к катоду катушкой (см.

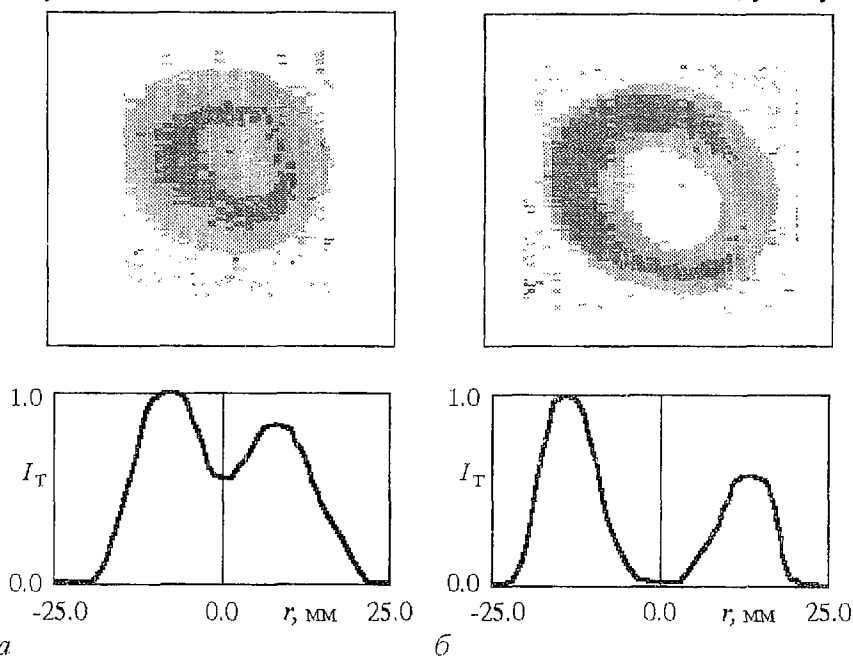


Рис. 3. Фотографии, полученные при регистрации теплового излучения с коллектора, и соответствующие им (в одном из сечений по диаметру) распределения интенсивности излучения  $I_T(r)$ : а -  $B_0=0.35$  Тл; б -  $B_0=0.5$  Тл

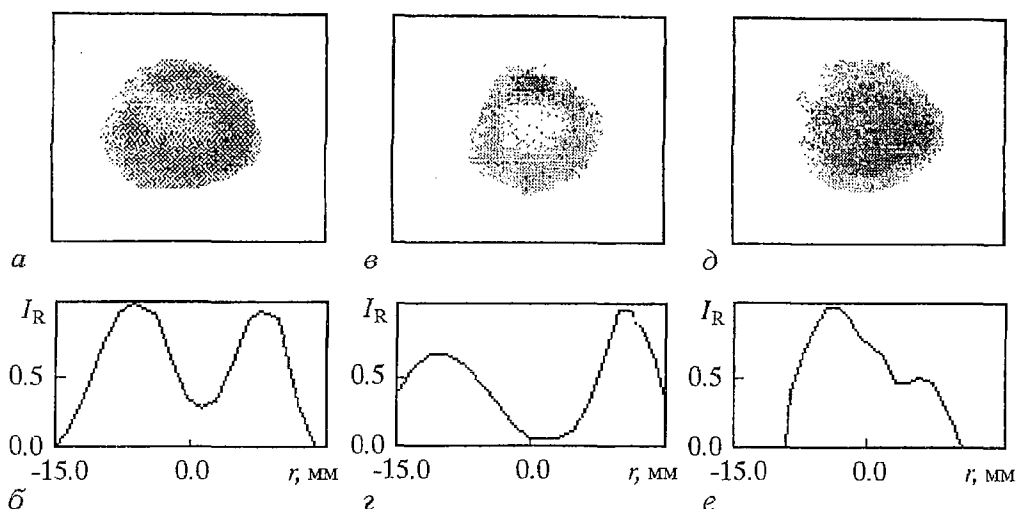


Рис. 4. «Рентгеновские» изображения пучка на коллекторе и распределения по диаметру интенсивности  $I_R(r)$  свечения экрана ЭОПа, момент регистрации  $t_R=0.5$  мкс

рис. 4, в, г) повышает контраст кольцевого изображения по сравнению со случаем транспортировки РЭП в однородном поле (см. рис. 4, а, б). В то же время создание такой же неоднородности с помощью удаленной катушки только ухудшает удержание пучка (см. рис. 4, д, е), что проявляется в увеличении интенсивности излучения из центральной области его сечения. Обнаруженные изменения структуры пучка мы объясняем влиянием создававшихся неоднородностей магнитного поля на коллективные процессы в нем. Поэтому приступим теперь к непосредственному рассмотрению характеристик колебаний в пучке.

## 2. Исследование колебаний пространственного заряда

Измерения показали, что амплитуда колебаний меняется во времени и вдоль канала транспортировки. На рис. 5 приведены демонстрирующие это типичные

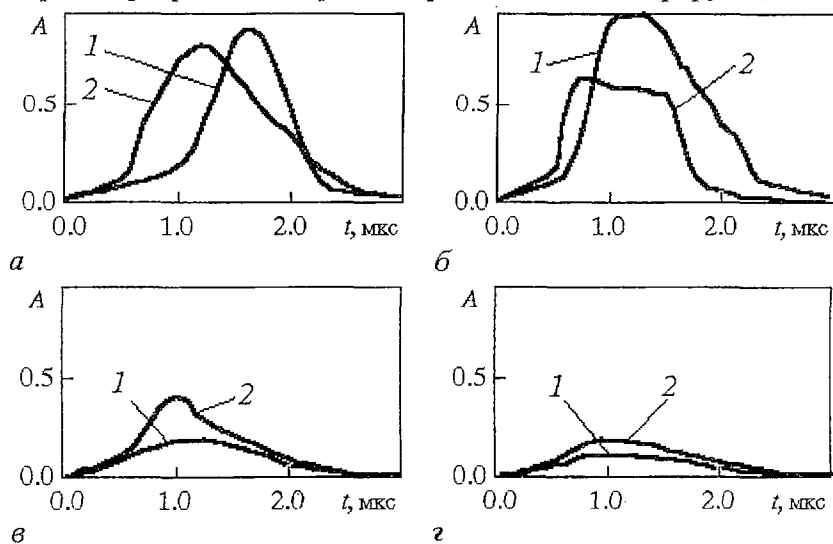


Рис. 5. Изменения амплитуды колебаний во времени  $A(t)$ ,  $B_0=1$  Тл, катод из нержавеющей стали,  $L_{ка}=27$  мм: а – однородное магнитное поле; б – локальное увеличение на 30% магнитного поля с помощью дальней катушки; в – локальное увеличение на 30% магнитного поля с помощью ближней катушки; г – локальное увеличение на 60% магнитного поля с помощью ближней катушки

импульсы протектированных сигналов с ближнего от катода (кривые 1) и удаленного от него (кривые 2) зондов. При работе в однородном магнитном поле (см. рис. 5, а) на переднем фронте импульса тока четко выделяется временной участок, для которого характерно нарастание колебаний пространственного заряда с удалением от катода. Эти данные свидетельствуют, что сигналы с удаленного зонда в это время определяются нарастающими волнами в пучке.

Таблица

Экспериментально измеренные ( $t^*$ ) и расчетные ( $t_3$ ) значения времени перехода к резкому увеличению скорости нарастания амплитуды колебаний для исследованных в работе систем формирования РЭП

Материал катода	Нержавеющая сталь		Углерод			
	20		12		20	
$D_k$ , мм	20		12		20	
$L_{ка}$ , мм	27	35	12	27	12	27
$t^*$ , мкс	0.5–0.6	0.7–0.9	0.2	0.4–0.5	0.0–0.1	0.3–0.4
$t_3$ , мкс	0.6	0.85	0.15	0.4	0.05	0.35

Амплитуда колебаний в области удаленного зонда увеличивается со временем. Скорость этого процесса сначала невелика, а затем после некоторого характерного для данной системы момента времени резко возрастает. Как оказалось, длительность этой задержки существенно зависит от геометрии участка ускорения электронов и материала катода. В таблице приведены экспериментально измеренные значения задержки  $t^*$  – момента перехода к резкому увеличению скорости нарастания амплитуды колебаний для исследованных в работе систем формирования РЭП. Наибольшие амплитуды колебаний пространственного заряда были зарегистрированы у дальнего зонда в районе вершины импульса тока. Согласно проведенной в холодных измерениях калибровке, переменные поля здесь

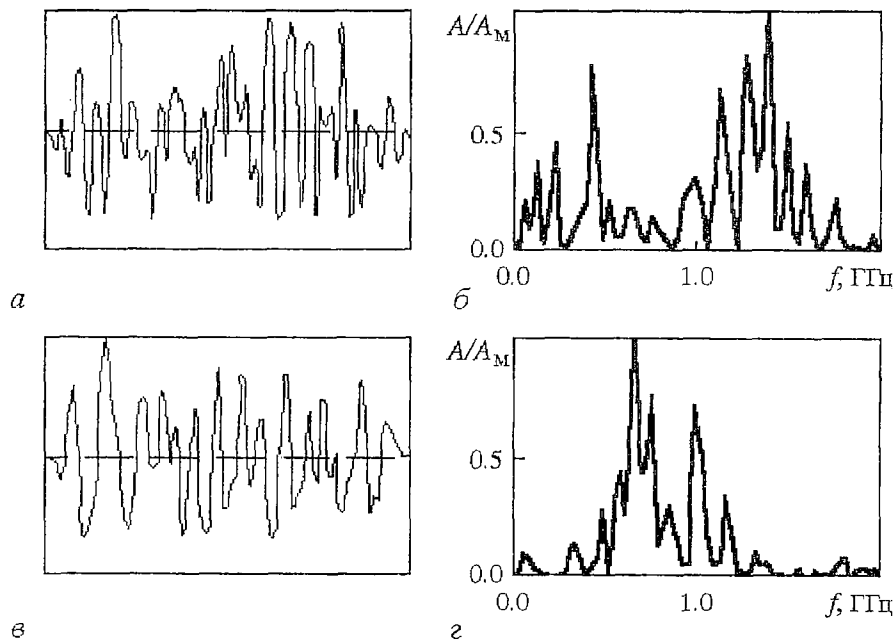


Рис. 6. Типичные реализации и рассчитанные по ним спектры колебаний с ближнего (а), (б) и дальнего (с), (д) зондов для катода из нержавеющей стали,  $B_0=1$ Тл,  $L_{ка}=27$  мм,  $t_R=0.8$  мкс; длительность реализаций (а),(с) – 15 нс

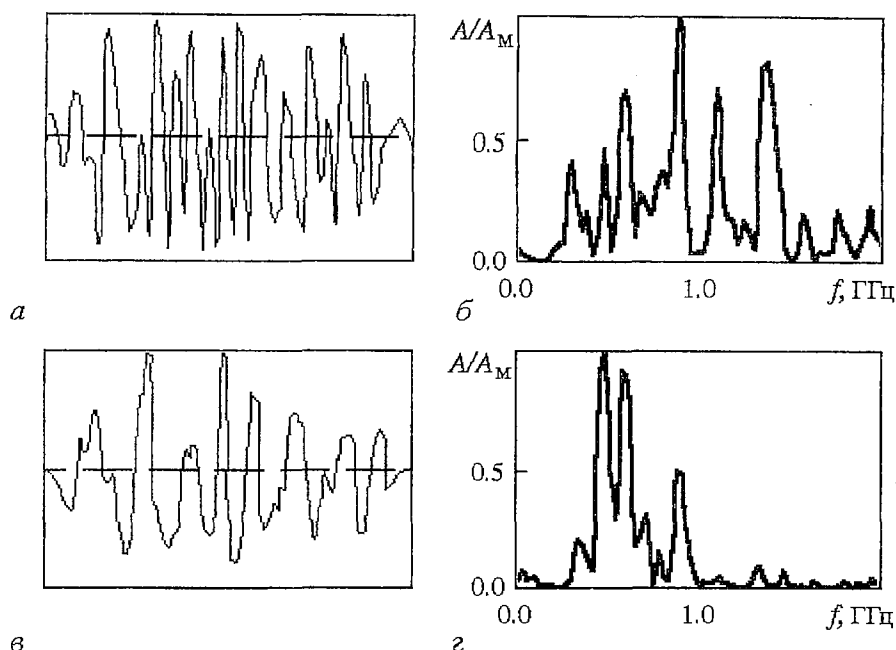


Рис. 7. Типичные реализации и рассчитанные по ним спектры колебаний с ближнего (а), (б) и дальнего (в), (г) зондов для катода из углерода,  $B_0=1$  Тл,  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=12$  мм,  $t_R=0.4$  мкс; длительность реализаций (а), (в) – 15 нс

достигают значений порядка  $10^6$  В/м (то есть – примерно 10% от статического поля между пучком и стенкой канала транспортировки).

Типичные временные реализации сигналов и рассчитанные по ним мгновенные спектры для катодов из нержавеющей стали и из углерода, полученные вблизи вершины импульсов тока, то есть в условиях когда колебания электронного пространственного заряда наиболее интенсивны, показаны соответственно на рис. 6 и 7. Здесь пары рисунков а, б получены соответственно для ближнего, а в, г – для дальнего от катода зондов. Спектры колебаний малой амплитуды, характерные для исследованных систем в начальные моменты времени ( $t < t^*$ ), для тех же зондов в приборе с катодом из нержавеющей стали приведены на рис. 8. Полученные данные позволяют выделить следующие особенности спектров.

Состав спектра заметно меняется с течением времени. В начальные моменты (до  $t^*$ ) в сигналах обоих зондов выделяются низкочастотные колебания в интервале 100...300 МГц. В условиях же, когда колебания достаточно интенсивны (на участке резкого нарастания их амплитуды вплоть до вершины импульсов тока), в спектре преобладают гораздо более высокочастотные составляющие в области

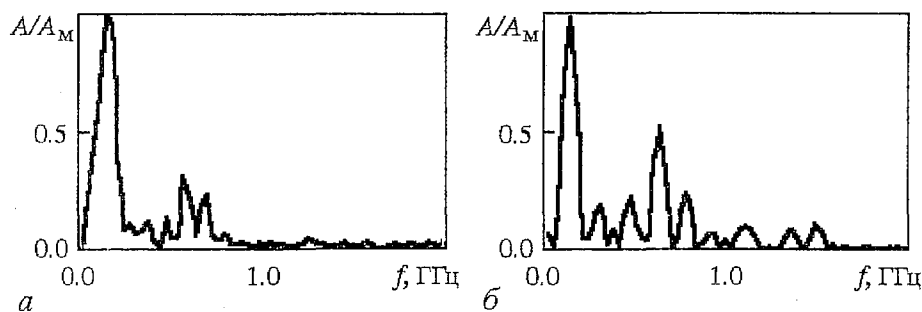


Рис. 8. Низкочастотные спектры колебаний малой амплитуды для катода из нержавеющей стали,  $B_0=1$  Тл,  $L_{ка}=27$  мм,  $t_R=0.4$  мкс  $< t^*$ : а – ближний зонд; б – дальний зонд

$300 < f < 1500$  МГц. Довольно сильные изменения спектра происходят и с удалением от катода. Сравнение характеристик для разных зондов показывает, что вдали от катода на этапе  $t > t^*$  уменьшается количество пиков спектра большой амплитуды и максимальную интенсивность приобретают колебания на частотах 500...1000 МГц. Уменьшение числа наиболее интенсивных пиков спектра вдали от катода может соответствовать более упорядоченному движению сгустков пространственного заряда, например, из-за выделения здесь одного наиболее сильного механизма их формирования, имеющего конвективную природу.

Отсутствие данных о пространственном изменении параметров в ближней к катоду зоне затрудняет определение природы коллективных процессов здесь. Сигналы с ближнего к катоду зонда принципиально могут быть обусловлены не только усилением волн, распространяющихся вдоль пучка, но и колебательными процессами другого типа.

На основе приведенных данных невозможно однозначно определить механизмы развития коллективных процессов в РЭП. Необходимая для прояснения картины коллективных явлений информация получена при исследовании влияния на колебания пространственного заряда локальных неоднородностей магнитного поля. Происходящие под действием неоднородных полей изменения амплитудных характеристик колебаний иллюстрирует рис. 5. Эффект воздействия зависит не только от величины неоднородности, но и от ее расположения по длине канала транспортировки. Локальное увеличение магнитного поля на 30% с помощью ближней к катоду катушки (см. рис. 5, в) подавляет сигналы с обоих зондов. Уменьшение амплитуды колебаний у дальнего зонда по сравнению со случаем однородного магнитного поля для разных систем формирования пучка происходит в  $1.5 \div 4$  раза. Увеличение этой неоднородности магнитного поля до 60% приводит к дополнительному снижению амплитуды колебаний у дальнего зонда в  $2 \div 4$  раза (см. рис. 5, г). Напомним, что при локальном увеличении магнитного поля с помощью ближней катушки было отмечено улучшение удержания и транспортировки РЭП (см. рис. 4, в, г). Теперь становится очевидным, что это связано с подавлением колебаний пространственного заряда в пучке.

Введение подобной неоднородности магнитного поля с помощью удаленной от катода катушки (см. рис. 5, б), наоборот, ведет к увеличению скорости нарастания колебаний у обоих зондов, что приводит к ухудшению удержания РЭП. Более быстрое (по сравнению со случаем однородного магнитного поля) нарастание колебаний у ближнего зонда при подключении дальней катушки находит объяснение, если предположить, что создание пробки магнитного поля приводит к отражению части электронов РЭП, которые оказывают сильное влияние на характеристики регистрируемых колебаний. Учитывая адиабатическое изменение магнитного поля в области неоднородности, для определения условий отражения можно воспользоваться выражением для адиабатического инварианта и записать

$$V_{\perp 0} / V_{\parallel 0} \geq (B_0 / \Delta B)^{1/2},$$

где  $V_{\perp 0}$  и  $V_{\parallel 0}$  – соответственно перпендикулярная и продольная составляющие скорости электронов, подлетающих к магнитной пробке, а  $\Delta B$  – максимальное увеличение магнитного поля в этой области. Так как воздействие неоднородностей магнитного поля становится ощутимым при  $B_0 / \Delta B = 3$ , ясно, что отражены могут быть электроны с поперечными скоростями, превышающими величину продольной приблизительно в 1.7 раза. В наших условиях такие поперечные скорости могут быть приобретены выходящими из катодной плазмы электронами при движении в поперечном магнитном электрическом поле напряженностью порядка  $10^6$  В/см. Оценки показали, что столь большие поперечные поля  $E_{\perp}$  могут возникать у неоднородностей внешней боковой границы плазмы вблизи входа в канал транспортировки, то есть с запаздыванием относительно начала импульса тока. Такая задержка определяется расстоянием от катода до этой области и



скоростью расширения катодной плазмы. Для оценки времени запаздывания  $t_3$  были проведены приближенные расчеты электрических полей  $E_{\perp}$  у передней кромки плазменного эмиттера при разных положениях его относительно входа в канал транспортировки и определены изменения этого поля во времени  $E_{\perp}(t)$  для разных катодных систем с учетом имеющихся сведений о закономерностях движения катодной плазмы [2,19–21]. На рис. 9 показаны типичные зависимости такого типа. При их построении принималось, что скорости поперечного и продольного расширения плазмы с катода из нержавеющей стали равны соответственно  $3 \cdot 10^5$  и  $3 \cdot 10^6$  см/с, а для катода из углерода эти же скорости имеют величину  $5 \cdot 10^5$  и  $5 \cdot 10^6$  см/с. Полученные данные позволили определить время  $t_3$ , соответствующее моменту, когда максимальное значение поперечной составляющей электрического поля у плазменного эмиттера достигает значения  $10^6$  В/см.

Сравнение расчетных значений задержки  $t_3$  появления электронов с большими поперечными скоростями с измеренным экспериментально запаздыванием  $t^*$  резкого нарастания сигналов с дальнего зонда (см. таблицу) показывает, что для всех исследованных систем эти времена близки по величине. Это подтверждает важную роль электронов с большими поперечными скоростями в развитии колебаний пространственного заряда.

### 3. Возможные механизмы развития колебаний пространственного заряда в РЭП

Электроны с большими поперечными скоростями в соответствии с описанным механизмом их образования, по-видимому, могут присутствовать только в ореоле РЭП и их ток должен быть мал по сравнению с полным током пучка (об этом, во всяком случае, говорит практическая неизменность полного тока при создании магнитных пробок). Поэтому маловероятно, что наблюдаемые в эксперименте интенсивные колебания у дальнего от катода зонда связаны с процессами лишь на внешней границе пучка. Возможной причиной возникновения таких колебаний представляется развитие двухпоточковой неустойчивости, обусловленной взаимодействием электронов периферии (ореола) пучка с большими поперечными (соответственно малыми продольными) скоростями и электронов с торца плазменного эмиттера с большими продольными скоростями. Наиболее эффективным такое взаимодействие должно быть при синхронизме быстрой и медленной волн пространственного заряда в этих потоках. Из этого условия следует выражение для частоты колебаний, имеющих максимальный инкремент нарастания,

$$f = (1/2\pi) (V_{\parallel 1}\omega_{n2} + V_{\parallel 2}\omega_{n1}) / (V_{\parallel 2} - V_{\parallel 1}).$$

Здесь  $V_{\parallel 1}$ ,  $\omega_{n1}$  и  $V_{\parallel 2}$ ,  $\omega_{n2}$  – продольные скорости и редуцированные плазменные частоты соответственно для электронных потоков из ореола пучка и с торца плазменного эмиттера. При типичных для нашей установки условиях это

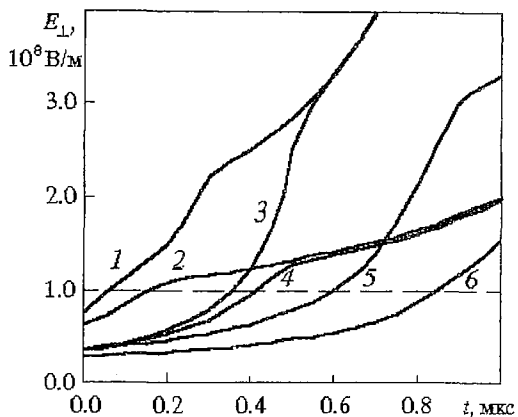


Рис. 9. Рассчитанные зависимости  $E_{\perp}(t)$  для разных условий формирования РЭП. Кривые 1–4 – катод из углерода; кривые 5,6 – катод из нержавеющей стали: 1 –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=12$  мм; 2 –  $D_k=12$  мм,  $L_{ка}=12$  мм; 3 –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; 4 –  $D_k=12$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; 5 –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=27$  мм; 6 –  $D_k=20$  мм,  $L_{ка}=35$  мм

соотношение дает значение частоты около 500 МГц, приблизительно соответствующее наиболее интенсивным колебаниям, наблюдавшимся в экспериментах.

Двухпотоковая модель развития колебаний согласуется и с другими полученными результатами. Конвективное нарастание колебаний при взаимодействии сонаправленных потоков позволяет объяснить обнаруженный рост их амплитуды по длине пучка. Снижение амплитуды колебаний у дальнего зонда при локальном увеличении магнитного поля с помощью ближней к катоду катушки происходит, видимо, из-за того, что при этом воздействии в области за пробкой магнитного поля исчезают электроны с большими поперечными скоростями из ореола РЭП.

Не противоречат приведенной модели, учитывающей отражение электронов, и данные об усилении колебаний при создании пробки магнитного поля дальней от катода катушкой. Для объяснения этого явления нужно, как нам кажется, учесть, что отраженные электроны накапливаются в своеобразной ловушке между катодом и магнитной пробкой. При этом в достаточно протяженной ловушке могут развиваться специфические колебания долгоживущих осциллирующих электронов (см., например, [22–25]). При достаточно большой интенсивности эти колебания могут регистрироваться, как известно [25], не только в самой ловушке, но и за ней – в сигнале с дальнего зонда, как это и было зафиксировано в наших экспериментах.

Наличие двухпотокового усиления не исключает и других возможностей развития колебаний. Зарегистрированные колебания частично могут быть связаны, например, с развитием диокотронной неустойчивости в потоке электронов, эмитированных с боковой поверхности плазменного эмиттера. Очевидно, что при этом в пучке будут возникать вращающиеся в азимутальном направлении неоднородности пространственного заряда, обусловленные поступлением в пучок электронов из сгустков, вращающихся над поверхностью катодной плазмы. Колебания такого типа должны усиливаться с продвижением катодной плазмы к аноду в область сильного поперечного электрического поля, то есть, как и двухпотоковые, развиваются с задержкой относительно начала импульса тока. Подобные автоколебания в системах магнетронного типа описаны в литературе [26,27]. В [26] дано выражение для частоты  $\omega$  таких «магнетронных» колебаний в диоде с магнитным полем  $B_0$ , радиусом катода  $r_k$  и радиусом анода  $r_a$

$$\omega/n = \Omega_c/2 \{1 - (r_k/r_a)^2\} \{1 - [1 - (B_{кр}/B_0)^2]^{1/2}\},$$

где  $n$  – номер вида,  $\Omega_c$  – циклотронная частота,  $B_{кр}$  – критическое магнитное поле для зазора катод–анод. Оценки, проведенные с помощью этого соотношения, дают хорошее совпадение с экспериментом. Так для первого вида получаем значения частоты  $f = \omega/2\pi \approx 500$  МГц, близкие к тем, которые соответствуют наиболее интенсивным колебаниям пространственного заряда.

Однозначно определить на основе имеющихся экспериментальных данных и сделанных оценок относительную роль рассмотренных типов колебаний пока невозможно. Реальной представляется ситуация, в которой коллективные процессы в РЭП носят трехмерный характер, одновременно существуют разные типы колебательных движений и при малом изменении характеристик пучка происходит перераспределение энергии между ними.

В предыдущих рассуждениях мы сосредоточили свое внимание на причинах существования интенсивных высокочастотных колебаний. Завершая анализ полученных данных, хотелось бы сказать несколько слов и о возможных механизмах развития низкочастотных процессов малой амплитуды, зарегистрированных в начале импульсов тока РЭП. Вряд ли эти колебания связаны с нестабильностями эмиссии катода. Спектр нестабильностей довольно хорошо изучен [2] и существенно отличается от наблюдаемого нами. Механизм развития колебаний может быть обусловлен взаимодействием пучка с полями

коаксиального резонатора, образованного трубой дрейфа и вакуумной оболочкой экспериментального прибора длиной около 1.5 м. Другой возможной причиной появления НЧ колебаний могут быть осцилляции электронов, упруго отраженных от коллектора. Частота таких колебаний должна быть порядка 100 МГц и близка к выявленной в экспериментах.

Упомянутые низкочастотные колебания имели малую амплитуду и практически не влияли, как нам кажется, на развитие и характеристики колебаний конвективной природы, на которых мы сосредоточили в работе основное внимание.

### Заключение

Подводя итоги работы, следует отметить следующие важнейшие ее результаты.

- Разработана и реализована слабовозмущающая методика экспериментального определения основных закономерностей коллективных процессов в микросекундных РЭП, обладающая высокими показателями пространственного и временного разрешения.

- Определены пространственно–временные характеристики коллективных процессов в РЭП с параметрами, типичными для используемых в мощных СВЧ устройствах. Выявлено влияние условий формирования РЭП на характеристики колебаний и воздействие колебаний на его удержание и транспортировку.

- Проанализированы наиболее вероятные механизмы развития зафиксированных колебательных процессов.

- Выявлены возможности управления колебательными процессами и структурой РЭП с помощью локальных неоднородностей магнитного поля.

### Библиографический список

1. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 165 с.

2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ–генераторы. Новосибирск: Наука, СО, 1991. 296 с.

3. Иванов В.С., Кременцов С.И., Райзер М.Д. и др. Нитевидная структура трубчатого релятивистского электронного пучка // Физика плазмы. 1981. Т.7, вып.4. С.784.

4. Нечаев В.Е. Диокотронная неустойчивость замагниченных трубчатых пучков // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25, вып.9. С. 1067.

5. Овсянникова О.Б., Каменец Ф.Ф., Лейман В.Г. Неустойчивость трубчатых сильноточных электронных пучков // РЭ. 1984. Т.29, № 10. С.1985.

6. Еремеев А.И., Кабанов В.С., Стрелков П.С., Федотов А.В., Шкварунец А.Г. Экспериментальное исследование и численное моделирование диокотронной неустойчивости сильноточных РЭП // Физика плазмы. 1988. Т.14, вып. 8. С. 958.

7. Розанов Н.Е. Слиппинг – неустойчивость частично скомпенсированного слабозамагниченного электронного пучка // ЖТФ. 1991. Т.61, вып.11. С.151.

8. Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на СВЧ. Саратов: Изд–во СГУ, 1962. 335 с.

9. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука. 1984. 432 с.

10. Пушкарев С.С., Бондаренко В.А., Гадецкий Н.П. и др. Многоканальный анализатор для измерения частотно–фазовых характеристик волн пространственного заряда в СРЭП // ПТЭ. 1989. № 9. С. 31.

11. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Михеев В.В. и др. Применение релятивистского электронного потока, формируемого катодом со взрывной эмиссией, для получения длительной СВЧ генерации // ЖТФ. 1982. Т.52, вып.1. С.110.

12. Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канавец В.И. и др. Разрушение релятивистского сильноточного электронного пучка при генерации мощных импульсов электромагнитного излучения // РЭ. 1984. № 3. С.557.

13. Жерлицин А.Г., Мельников Г.В., Фоменко Г.П. О модуляции сильноточного электронного пучка при формировании виртуального катода // ЖТФ. 1987. Т.57, вып. 3. С.546.

14. Богданов Л.Ю., Воскресенский С.В., Соминский Г.Г. Исследование характеристик релятивистского электронного пучка // Проблемы физической электроники. Л.: Изд-во ЛИЯФ, 1991. С.102.

15. Богданов Л.Ю., Соминский Г.Г. Исследование колебаний пространственного заряда релятивистского электронного пучка // ЖТФ. 1995. Т.65, вып.12. С.77.

16. Архипов А.В., Богданов Л.Ю., Воскресенский С.В., Дворецкая Н.В., Левчук С.А., Лукиа О.И., Соминский Г.Г. Пространственно-временные характеристики электронных потоков мощных СВЧ устройств // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (10-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн.2. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. С.3-34.

17. Bogdanov L.Yu., Sominski G.G. Experimental study of collective processes in REB // Proceedings of 11th Int. Conf. «BEAMS 96». Prague. Czech. Rep. 1996. Vol.1. P. 319.

18. Богданов Л.Ю., Дворецкая Н.В., Соминский Г.Г., Фабировский А.Я. Влияние неоднородностей магнитного поля пробочной конфигурации на пространственно-временные характеристики длинноимпульсного релятивистского электронного пучка // ЖТФ. 1997. Т.67, вып.8. С.83.

19. Богданов Л.Ю. Пространственно-временные характеристики коллективных процессов в РЭП микросекундной длительности с магнитным удержанием: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. СПб: СПбГТУ, 1997. 115 с.

20. Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Шемякин Б.П. Элементы динамики катодной и коллекторной плазмы в диоде с магнитной изоляцией // Физика плазмы. 1981. Т. 7, вып.3. С. 560.

21. Горев В.В., Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Орешко А.Г., Скорюпин В.А. Динамика нарушения магнитной изоляции электронного диода // Физика плазмы. 1985. Т.11, вып.7. С.782.

22. Лукиа О.И. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. СПб: СПбГТУ, 1992. 178 с.

23. Лукиа О.И., Цыбин О.Ю. Пространственно-временная структура электронного потока в электронно-оптической системе гиротронного типа // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (9-ая зимняя школа-семинар). Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993. С. 20-29.

24. Лукиа О.И., Соминский Г.Г. Исследование колебаний пространственного заряда в винтовых электронных пучках систем гиротронного типа // ЖТФ. 1994. Т. 64, вып.11. С.160.

25. Лукиа О.И., Соминский Г.Г. Пространственно-временные характеристики коллективных процессов в винтовых электронных пучках систем гиротронного типа // ЖТФ. 1995. Т. 65, вып. 2. С. 198.

26. Кузнецов М.И., Бербасов В.А., Нечаев В.Е. Исследование флуктуаций в магнетроне // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т.3. Ч.1, вып.1. С. 102-109; Ч. 2, вып.2. С.290.

27. Бербасов В.А., Кузнецов М.И., Степанов С.В. Экспериментальное исследование роли флуктуаций электрического поля в механизме токопрохождения в магнетронном диоде в режиме отсечки // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т.11, № 9. С.1423.

Санкт-Петербургский  
государственный  
технический университет

Поступила в редакцию 23.10.97

## COLLECTIVE PROCESSES IN THE SPACE CHARGE OF MICROSECOND REB

*L.Yu. Bogdanov, G.G. Sominski*

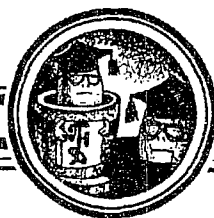
Characteristics of collective processes in the space charge of relativistic electron beams (REB) were studied in pulses of microsecond duration. A specially developed set of experimental techniques with resolution in time and location was used in the work. Influence of REB formation conditions, as well as of space charge oscillations, upon the beam structure had been observed and studied. Methods of effective control over the beam oscillations using non-uniform fields were proposed and tested.



*Богданов Леонид Юрьевич* – родился в Ленинграде в 1960 году. Окончил ЛПИ (1984). Кандидат физико-математических наук (1997). Ведущий инженер СПбГТУ. Автор 20 научных публикаций. Область научных интересов – диагностика релятивистских электронных потоков.



*Соминский Геннадий Гиршевич* – родился в Ленинграде в 1935 году, окончил ЛПИ (1960), защитил диссертации на соискание степени кандидата физико-математических наук (1967) и доктора физико-математических наук (1984). Профессор СПбГТУ. Автор более 120 научных работ. Область научных интересов – эмиссионная, микро-, СВЧ электроника, экспериментальное исследование сильнотоковых электронных потоков.



## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ИЗОЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ

*Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, Ю.В. Новожилова, А.С. Сергеев,  
М.Р. Ульмаскулов, В.Г. Шпак, С.А. Шунайлов, М.И. Яландин,  
А.Д.Р. Фелпс, А.В. Кросс, С. Кук*

Излучение пространственно-локализованных электронных ансамблей с бесконечным временем жизни частиц рассматривается в качестве классического аналога эффекта сверхизлучения. Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования различных типов сверхизлучения: циклотронного, черенковского, ондуляторного. В результате проведенных исследований в микроволновом диапазоне впервые зарегистрированы импульсы сверхизлучения указанных типов. Длительность электромагнитных импульсов лежала в интервале 300–800 пс. Максимальный уровень мощности в несколько мегаватт был достигнут при черенковском излучении в диэлектрическом волноводе, тогда как наибольшей стабильностью и повторяемостью обладали импульсы, генерируемые при прохождении электронного сгустка через периодически гофрированный волновод.

### Введение

История эффекта, который в настоящий момент принято называть сверхизлучением (СИ), берет свое начало в 1954 году, когда Дике показал, что в пространственно локализованном ансамбле инвертированных атомов, благодаря взаимному влиянию частиц через поля излучения, должно иметь место наведение макрополяризации, в результате чего такой ансамбль может излучать импульс с длительностью меньшей, чем времена релаксации [1]. Поскольку все частицы в таком процессе излучают когерентно, мощность излучения должна быть пропорциональна квадрату числа атомов и существенно превышать мощность традиционного спонтанного излучения. В этой связи подобное излучение было названо СИ. Указанный эффект неоднократно наблюдался экспериментально в оптическом и инфракрасном диапазоне [2–3].

Относительно недавно возник интерес к подобным эффектам для ансамблей классических электронов (см., например, [4–8]). Было показано [9–10], что в качестве классического аналога СИ ансамбля инвертированных атомов можно рассматривать излучение изолированных сгустков, в которых электроны (в пренебрежении столкновениями) живут бесконечно долго. Размеры таких сгустков, с одной стороны, превосходят длину излучаемой волны (иначе эффективно обычное спонтанное излучение), а с другой – существенно меньше

или сравнимы с длиной области взаимодействия (в отличие от квазинепрерывных электронных потоков, традиционно используемых в приборах СВЧ-электроники). Неограниченность времени жизни электронов в области взаимодействия обуславливает, с одной стороны, беспороговый характер сверхизлучательных неустойчивостей, а с другой – ввиду отсутствия внешних источников энергии, приводит к принципиально импульсному характеру развития процессов. Заметим, что для экспериментального наблюдения СИ естественно достаточно, чтобы времена жизни электронов превышали время высвечивания энергии.

СИ может быть связано с различными механизмами излучения – тормозным, циклотронным, черенковским. При этом, несмотря на то, что каждому из этих механизмов присуща определенная специфика, процесс СИ во всех случаях включает в себя развитие бунчировки частиц внутри электронного сгустка (продольной в случае черенковского и ондуляторного СИ или азимутальной в случае циклотронного СИ) и последующее когерентное излучение всем объемом сгустка электромагнитного импульса, длительность которого может достигать всего лишь нескольких периодов высокочастотных колебаний. В этой связи эффекты СИ представляют значительный практический интерес как механизм генерации мощных ультракоротких микроволновых импульсов.

Первая часть настоящей статьи посвящена теоретическому анализу циклотронного и черенковского СИ в волноводных трактах. Во второй части приведены результаты экспериментального наблюдения различных типов СИ субнаносекундных электронных сгустков в миллиметровом диапазоне длин волн.

## 1. Основные теоретические модели

### 1.1. Циклотронное сверхизлучение в условиях группового синхронизма.

Циклотронное СИ может возникать в сгустке электронов, вращающихся в однородном магнитном поле. Предполагается, что в начальный момент электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения с точностью до малых флуктуаций. Эти флуктуации приводят к появлению затравочного излучения, которое по существу является обычным спонтанным циклотронным излучением. Вместе с тем, если учесть обратную реакцию затравочного излучения, то становится понятной возможность развития азимутальной автофазировки электронов (которая, как и в МЦР, обусловлена релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии) и, соответственно, возможность существенного возрастания мощности излучения, приобретающего когерентный характер. В результате ансамбль электронов может излучить короткий электромагнитный импульс, который, исходя из аналогии с соответствующими процессами в ансамблях квантовых осцилляторов, будем называть импульсом СИ.

В работе [11] было показано теоретически и затем подтверждено экспериментально в [12,13], что наиболее благоприятным для развития сверхизлучательной неустойчивости в случае циклотронного СИ является режим группового синхронизма, когда поступательная скорость электронов  $V_{||}$  совпадает с групповой скоростью электромагнитной волны  $V_{gr}$ . В волноводе этот режим соответствует касанию дисперсионных характеристик волны  $h=c^{-1}(\omega^2-\omega_c^2)^{1/2}$  и электронного потока  $\omega-hV_{||}=\omega_H$  (рис. 1, а). При этом следует отметить, что аналогичный режим касания может реализоваться также и в плазме. Используя преобразования Лоренца, нетрудно показать, что в сопровождающей сгусток системе отсчета условие группового синхронизма соответствует излучению на квазикритической частоте (рис. 1, б). По этой причине взаимодействие в режиме группового синхронизма обладает рядом достоинств, характерных для электронно-волнового взаимодействия в гиротронах, где, как известно, рабочая мода также возбуждается на квазикритической частоте. В частности, при излучении на квазикритической частоте происходит снижение чувствительности к разбросу параметров электронного пучка, включая чувствительность к продольной

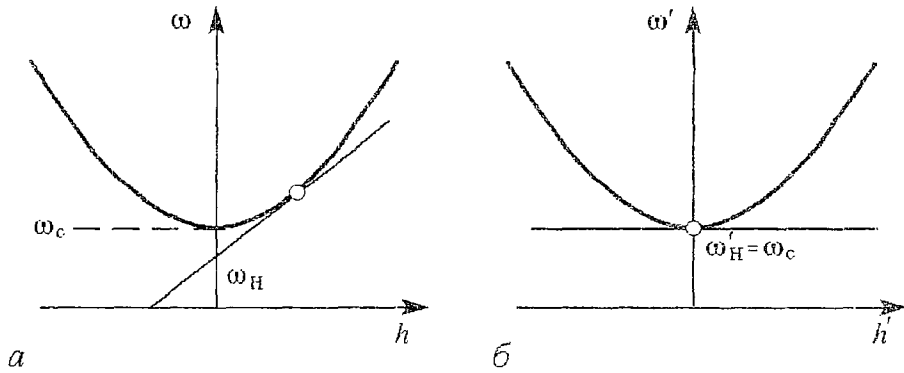


Рис. 1. Дисперсионные диаграммы в режиме группового синхронизма: в лабораторной (а), в сопровождающей (б) системах отсчета

динамике сгустка, вызванной кулоновским расталкиванием и спектром начальных скоростей электронов. Экспериментальные исследования циклотронного СИ подтвердили преимущество режима группового синхронизма [12]. Поэтому в дальнейшем анализе циклотронного СИ мы ограничимся анализом указанного режима. (Циклотронное СИ в условиях далеких от группового синхронизма исследовалось в работах [7-10].)

Рассмотрим сначала СИ в сопровождающей системе отсчета. В этой системе отсчета помещенный в волновод сгусток электронов, вращающихся в однородном магнитном поле, является, как целое, неподвижным и излучает в положительном и отрицательном направлении оси волновода  $\pm z'$  на частотах близких к критической. Выбирая в качестве несущей критическую частоту  $\omega_c$  и считая, что поперечная структура поля совпадает со структурой волноводной моды  $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}_\perp)$ , представим поле излучения в виде

$$\mathbf{E}' = \text{Re}[\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}_\perp)A'(z',t')\exp(i\omega_c t')].$$

Тогда, в соответствии с законом дисперсии, эволюция продольного распределения поля  $A'(z',t')$  опишется параболическим уравнением

$$i\partial^2 a / \partial Z'^2 + \partial a / \partial \tau' = 2if(Z')G(\hat{\beta}_+)_{\theta_0}. \quad (1)$$

Соответственно в предположении, что движение электронов является слабoreлятивистским, азимутальная автофазировка частиц может быть описана широко используемым в теории гиротронов уравнением неизохронного осциллятора (см. подробнее [11])

$$\partial \hat{\beta}_+ / \partial \tau' + i\hat{\beta}_+(\hat{\beta}_+^2 - \Delta - 1) = ia. \quad (2)$$

Начальные условия к системе уравнений (1), (2), соответствующие равномерному (с точностью до малых флуктуаций, задаваемых параметром  $r \ll 1$ ) распределению электронов по фазам циклотронного вращения, могут быть представлены в виде

$$\hat{\beta}_+|_{\tau=0} = \exp[i(\theta_0 + r \cos \theta_0)], \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad a|_{\tau=0} = 0. \quad (3)$$

При записи (1), (2) использованы следующие безразмерные переменные:

$$\hat{\beta}_+ = (\beta_x + i\beta_y) / \beta_{\perp 0}$$

– нормированная поперечная скорость электронов;

$$a = [2eA' / (mc\omega_c \beta_{\perp 0}^3)] J_{m-1}(R_0 \omega_c / c),$$



$$Z' = z' \beta'_{10} \omega_c / c,$$

$$\tau' = t' \beta'_{10} \omega_c / 2,$$

$$\Delta = 2(\omega'_H - \omega_c) / (\omega_c \beta'_{10}{}^2)$$

отстройка от режима группового синхронизма;

$$G = [1/(2\pi)] [eI_0/(mc^3)] [1/(\beta_{10}{}^4 \beta_{10} \gamma_{10}^3)] [\lambda^2/(\pi R^2)] J_{m-1}^2(R_0 \omega_c/c) / [J_m^2(v_n)(1-m^2/v_n^2)]$$

– формфактор, записанный в предположении, что электронный сгусток, имеющий трубчатую конфигурацию с радиусом инжекции  $R_0$ , излучает в круглом волноводе радиуса  $R$ ;  $I_0$  – полный ток в лабораторной системе отсчета;  $\lambda = 2\pi c/\omega_c = 2\pi R/v_n$ ;  $m$  – азимутальный индекс волноводной моды;  $v_n$  –  $n$ -й корень уравнения  $J_m(v) = 0$ . Функция  $f(Z')$  описывает распределение плотности электронов вдоль продольной координаты. Далее будем предполагать, что электроны равномерно распределены вдоль указанной координаты, то есть функция  $f(Z')$  имеет вид

$$f(Z') = 1 \text{ при } Z' \in [-B/2, B/2],$$

где  $B = b' \beta'_{10}{}^2 \omega_c / c$  – нормированная длина электронного сгустка.

Численное моделирование уравнений (1), (2) было проведено для нормализованных параметров  $G=0.12$  и  $B=10$ , соответствовавших условиям эксперимента [12]. В качестве рабочей моды выбрана мода  $TE_{21}$ . Радиус волновода – 0.5 см, радиус инжекции электронов – 0.2 см, длина электронного сгустка – 7 см, энергия электронов – 200 кэВ, полный ток – 200 А. Зависимость мощности излучения от времени в сопровождающей системе отсчета для различных параметров расстройки  $\Delta$  показана на рис. 2. Видно, что излучаемое поле представляет собой короткий импульс. При этом максимальный инкремент развития СИ–неустойчивости достигается в режиме точного группового синхронизма  $\Delta=0$ . Однако, импульсы СИ могут существовать как при положительных, так и при отрицательных расстройках  $\Delta$ . Возможность излучения при отрицательных расстройках, когда в сопровождающей системе отсчета гирочастота  $\omega'_H$  становится ниже частоты отсечки  $\omega_c$ , обусловлена электронной перестройкой частоты, вследствие чего реальная частота излучения превышает частоту отсечки. Однако, электронная перестройка частоты может обеспечивать излучение только в ограниченном интервале расстроек  $\Delta$ . При  $\Delta < -1.0$  сверхизлучательная неустойчивость исчезает. В то же время в области положительных расстроек для рассматриваемого случая идеального электронного сгустка СИ–неустойчивость может существовать при любых  $\Delta$ . При этом инкремент и пиковая мощность лишь несколько уменьшаются с увеличением  $\Delta$ .

Необходимо отметить, что падение инкремента СИ–неустойчивости с ростом параметра расстройки должно быть гораздо более сильным, если принять во внимание разброс параметров в реальном электронном сгустке, включая разброс по продольным скоростям. В сопровож-

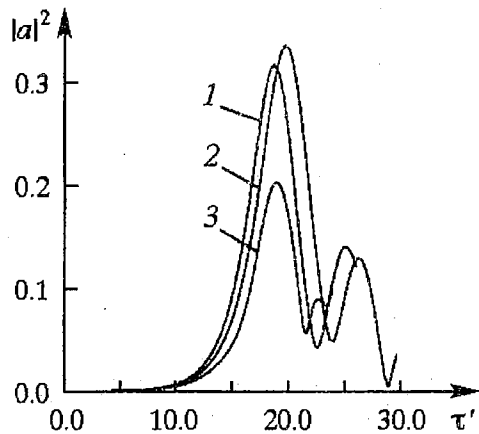


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля от времени в сопровождающей системе отсчета при различных параметрах расстройки  $\Delta$ : 1 – 0.0; 2 – 1.0; 3 – 0.4

дающей системе отсчета подобный разброс приводит к продольному смещению электронов друг относительно друга. Такое взаимное смещение может приводить к существенному подавлению СИ-неустойчивости, если оно оказывается сравнимым с волноводной длиной волны  $\lambda' = 2\pi/h'$ . В режиме точного группового синхронизма ( $\Delta = 0.0$ ) продольное волновое число  $h'$  стремится к нулю, а волноводная длина волны становится бесконечно большой. В этом случае продольное смещение электронов практически не оказывает влияния на процесс излучения. По мере отхода от этого режима (то есть по мере увеличения  $\Delta$ ),

волноводная длина волны уменьшается, стремясь к вакуумной длине  $\lambda' = 2\pi c/\omega'$ , и такое же по абсолютной величине взаимное продольное смещение частиц может сильно подавлять процесс СИ. В обсуждаемых ниже экспериментах действительно наблюдалось практически полное исчезновение микроволнового сигнала при удалении от режима группового синхронизма. Заметим также, что проведенное к настоящему времени моделирование процесса циклотронного СИ с помощью кода КАРАТ, учитывающее продольную динамику сгустка, также подтвердило предпочтительность режима группового синхронизма.

Результаты, представленные на рис. 2, соответствуют излучению в сопровождающей системе отсчета, где электронный сгусток излучает изотропно в положительном и отрицательном направлениях оси  $z'$ . В лабораторной системе отсчета обе компоненты излучения будут распространяться в одном и том же направлении  $+z$ , то есть в направлении поступательного движения электронного сгустка. Последнее обстоятельство связано с тем, что поступательная скорость источника излучения (электронного сгустка) существенно превышает групповую скорость электромагнитных волн в сопровождающей системе отсчета. Таким образом, в лабораторной системе отсчета в точку наблюдения (детектор) сначала придет излучение, испущенное сгустком в направлении  $+z'$ , а затем – в направлении  $-z'$ . На рис. 3 приведена полученная с помощью численного моделирования зависимость от времени квадрата амплитуды на детекторе. Видно, что, в соответствии с вышесказанным, излучение представляет собой последовательность двух импульсов. При этом вследствие эффекта Доплера частота заполнения первого импульса превышает частоту заполнения второго. Фактически по этой же причине пиковая мощность первого импульса значительно больше мощности второго импульса и, соответственно, первый импульс существенно короче второго.

Важно однако отметить, что при смещении параметра расстройки  $\Delta$  в область отрицательных значений различие между групповыми скоростями указанных импульсов становится столь незначительным, что для заданной

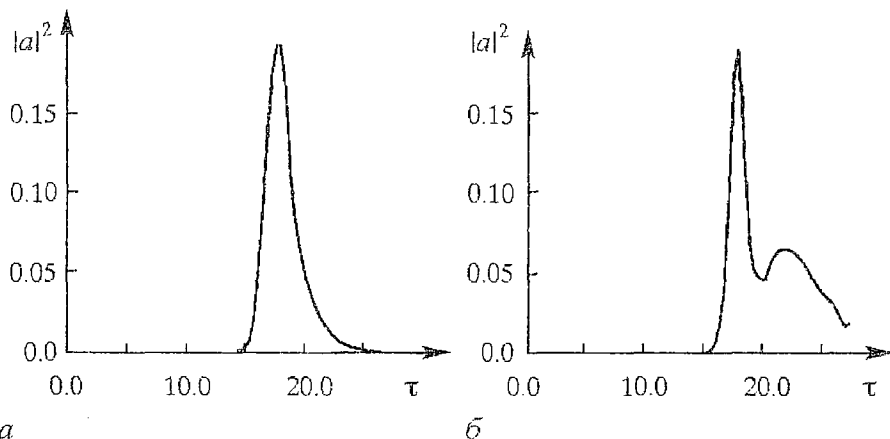


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля, регистрируемого детектором в лабораторной системе отсчета, при различных параметрах расстройки  $\Delta$ : а – 0.0; б – 0.4

дистанции наблюдения сигнал, принимаемый детектором в лабораторной системе отсчета, приобретает форму моноимпульса. Таким образом, варьирование параметра расстройки, достигающееся изменением напряженности магнитного поля, позволяет видоизменять форму импульса СИ.

**1.2. Черенковское свержизлучение.** Черенковское СИ реализуется при прямолинейном движении электронов сгустка в замедляющей системе. Теоретически и экспериментально было исследовано черенковское СИ в двух типах замедляющих структур. Во-первых, в гофрированном волноводе [14–16], в котором электронный сгусток взаимодействовал с попутной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны в условиях синхронизма

$$\omega = (-k + k_c)V_{\parallel}, \quad (4)$$

где  $k_c = 2\pi/\lambda_c$ ,  $\lambda_c$  – период замедляющей структуры. Во-вторых, исследовалось СИ электронного сгустка в регулярном волноводе, частично заполненном диэлектриком [15,16]. Излучение распространялось в направлении поступательного движения частиц и взаимодействие осуществлялось в условиях черенковского синхронизма

$$\omega = kV_{\parallel}. \quad (5)$$

В обоих случаях продольное электрическое поле может быть представлено в виде

$$E = \text{Re}[E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})A(z,t)\exp(i\omega(t-z/V_{\parallel}))],$$

где  $E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})$  описывает поперечное распределение поля, а  $A(z,t)$  – эволюцию во времени продольного распределения поля. Взаимодействие электронов с полем в этой ситуации может быть описано следующими уравнениями:

$$(\partial/\partial\tau \mp \partial/\partial\zeta)a = J, \quad J = 1/\pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta_0)d\theta_0, \quad \partial^2\theta/\partial\zeta^2 = \text{Re}(a\exp(i\theta)). \quad (6)$$

Для задания граничных условий будем считать, что на входе в пространство взаимодействия ( $\zeta=0$ ) электроны имеют малую модуляцию по плотности

$$\theta|_{\zeta=0} = \theta_0 + r\cos\theta_0, \quad (|r| \ll 1), \quad \partial\theta/\partial\zeta|_{\zeta=0} = 0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (7)$$

При этом нулевые граничные условия для амплитуды волны задаются при взаимодействии с попутной волной на катодном ( $\zeta=0$ ) конце системы, а при взаимодействии со встречной волной – на коллекторном ( $\zeta=L$ ). В (6), (7) были использованы следующие безразмерные переменные:

$$\zeta = \beta C z,$$

$$\tau = \omega C(t - z/V_{\parallel})(1 \pm V_{\parallel}/V_{gr})^{-1},$$

$$a = eAE_z^s(\mathbf{r}_{\perp 0})/(\beta^3 C^2 \gamma^3 m c^2),$$

$$C = [eI_0|E_z^s(\mathbf{r}_{\perp 0})|^2/(\gamma^3 \beta^3 N_s)]^{1/3}.$$

Здесь  $C$  – параметр Пирса;  $I_0$  – электронный ток;  $N_s$  – норма волноводной моды;  $L$  – длина области взаимодействия;  $\theta = \omega t - k_s z$  – фаза электронов относительно синхронной волны;  $k_s = k_c - k$  при взаимодействии с пространственной гармоникой встречной волны и  $k_s = k$  при взаимодействии с попутной волной. Верхний и нижний знаки в уравнениях и нормировках также относятся к взаимодействию со встречной и попутной волной соответственно.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4. В обеих

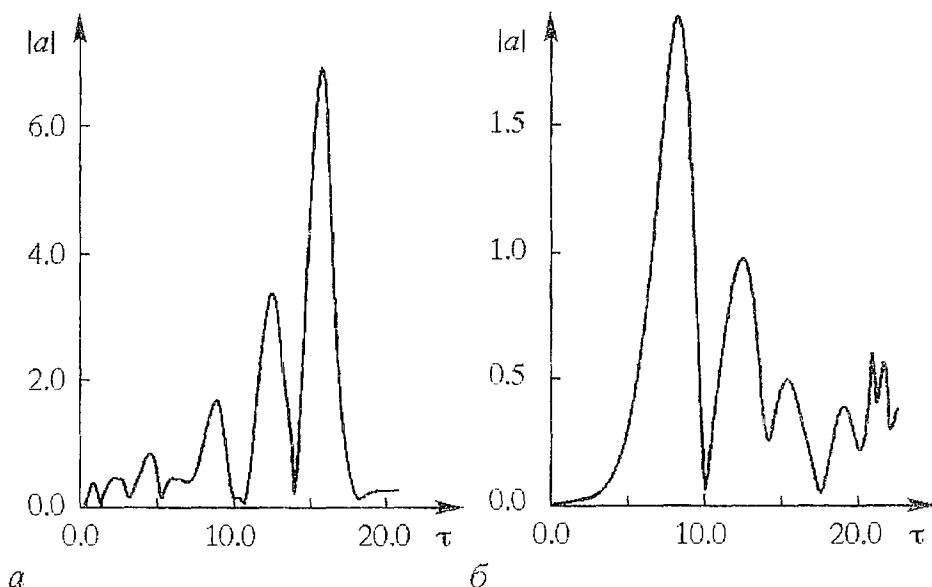


Рис. 4. Зависимость от времени амплитуды поля в случае черенковского СИ: а – при взаимодействии с попутной волной; б – при взаимодействии с синхронной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны

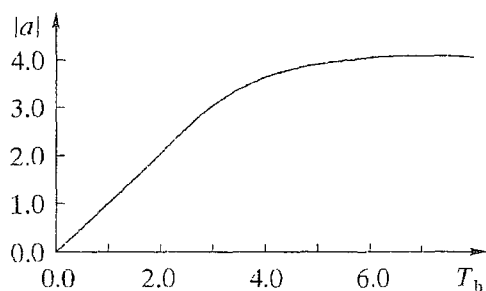


Рис. 5. Зависимость максимальной амплитуды импульса СИ от длины электронного сгустка в случае взаимодействия с обратной волной

ситуациях наблюдается формирование короткого импульса СИ с длительностью порядка нескольких высокочастотных колебаний.

На рис. 5 представлена зависимость максимальной амплитуды импульса СИ от длины электронного сгустка  $T_b$  в случае взаимодействия с обратной волной. При этом для малых длительностей электронного импульса эта зависимость носит линейный характер, что соответствует квадратичной зависимости пиковой мощности излучения от количества электронов в сгустке и,

следовательно, свидетельствует о когерентном характере излучения.

## 2. Результаты экспериментального исследования сверхизлучения субнаносекундных электронных сгустков

В качестве источника электронов использовался субнаносекундный ускоритель, выполненный на базе модулятора РАДАН 303. Энергия электронов составляла 200 кэВ, длительность импульса тока 300–500 пс, максимальный ток пучка, получаемый с помощью взрывоэмиссионного катода в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Использовались коллиматоры, позволяющие редуцировать ток пучка до 100–400 А. Область высвечивания представляла собой гладкий цилиндрический волновод с диаметром 10 мм, помещенный в однородное магнитное поле импульсного соленоида с напряженностью до 15 кЭ. Для регистрации излучения использовался полупроводниковый детектор с временной переходной характеристикой порядка 200 пс. Осциллограммы тока, напряжения и СВЧ-импульсов были получены с помощью цифрового осциллографа Тэктроникс-7250 с полосой регистрации 7 ГГц.

**2.1. Циклотронное и модулированное сверхизлучение.** Для наблюдения циклотронного СИ вращательное движение с питч-фактором порядка единицы сообщалось электронам неоднородным магнитным полем киккера, который был расположен непосредственно после коллиматора.

При изменении напряженности магнитного поля микроволновые импульсы были зарегистрированы в двух областях, соответствующих касанию с дисперсионными характеристиками мод  $TE_{21}$  и  $TE_{01}$ . Для первой из указанных мод генерация микроволновых импульсов имела место в области напряженностей магнитного поля 11.8–12.2 кЭ. Осциллограммы импульсов (рис. 6) подтверждают приведенные выше результаты теоретического анализа. Импульсы СИ имели форму моноимпульса с длительностью менее 0.5 нс, когда напряженность магнитного поля была несколько ниже значения 12 кЭ, соответствующего режиму касания дисперсионных кривых. Когда же величина магнитного поля превышала указанное значение, СВЧ-импульсы приобретали двугорбую форму. Нетрудно видеть, что в соответствии с результатами численного моделирования двугорбый импульс состоял из короткого (до 0.4 нс) первого всплеска с максимальной пиковой мощностью и последующего импульса меньшей мощности и существенно большей длительности (до 2 нс).

Срыв генерации при малых магнитных полях с напряженностью, меньшей 11.8 кЭ, очевидно возникал из-за нарушения условий синхронизма с рабочей модой (большие отрицательные расстройки  $\Delta$ ). Практически полное падение мощности СИ в области больших магнитных полей с напряженностью выше 12.2 кЭ может быть объяснено существенным возрастанием с увеличением  $\Delta$  чувствительности процесса СИ к разбросу параметров электронного пучка (см. п. 1.1). Отметим, что генерация импульсов СИ возникала снова при напряженности магнитного поля  $H_0 > 16$  кЭ, когда имело место касание с дисперсионной характеристикой моды  $TE_{01}$ . При этом во всем диапазоне длин волн существовало пересечение с дисперсионной кривой нижней моды  $TE_{11}$  в условиях далеких от касания. Однако измерения частотного спектра показали, что коротковолновое излучение, соответствующее указанному пересечению, отсутствует, что дополнительно свидетельствует о преимуществе режима группового синхронизма.

Важным подтверждением индуцированной природы исследованного излучения является зависимость пиковой мощности от длины пространства взаимодействия. Графики, приведенные на рис. 7, получены при изменении длины области однородного магнитного поля для двух различных величин тока инжекции. Для обоих графиков на начальном участке пиковая мощность растет по экспоненциальному закону.

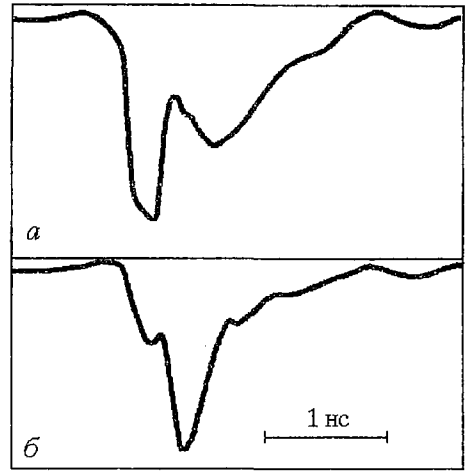


Рис. 6. Импульсы циклотронного СИ при изменении магнитного поля  $H_0$ : *a* – 12.1 кЭ, импульс имеет двугорбую форму; *b* – 11.8 кЭ, моноимпульс

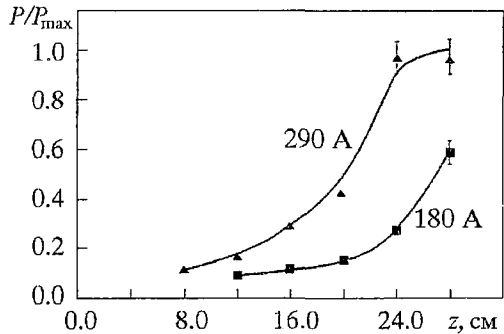


Рис. 7. Пиковая мощность субнаносекундного импульса циклотронного СИ в зависимости от длины транспортировки электронного сгустка в продольном магнитном поле 12 кЭ при различном токе пучка

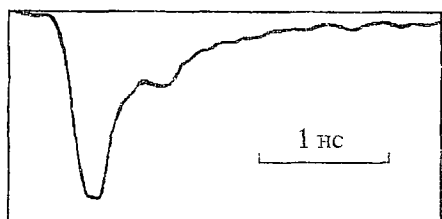


Рис. 8. Осциллограмма импульса СИ при пролете электронного сгустка через ондулятор (ондуляторное СИ)

Заметим, что если предположить, что наблюдаемое излучение обусловлено не процессом автофазировки, а наличием достаточно сильной начальной модуляции электронов по фазам циклотронного вращения, то есть представляет собой спонтанное излучение, то на квази-критической частоте мощность излучения должна расти не быстрее, чем корень из длины пространства взаимодействия. Оценка пиковой мощности составляет 200–400 кВт, что соответствует эффективности трансформации энергии более процента.

СИ в условиях группового синхронизма с модой  $TE_{11}$  наблюдалось также в случае, когда электронный сгусток двигался через ондулятор, помещенный в ведущее магнитное поле. Адиабатическое включение ондуляторного поля обеспечивало возбуждение баунс-осцилляций. Импульсы СИ были зарегистрированы для I и II групп стационарных орбит [17–19]. Первая группа орбит соответствует так называемому режиму с обратным магнитным полем, а вторая – режиму с прямым магнитным полем. Максимальная пиковая мощность была достигнута во втором случае, когда величина ведущего магнитного поля составляла 13 кЭ, а амплитуда ондуляторного поля – 2 кЭ. Типичные осциллограммы импульсов СИ представлены на рис. 8. Заметим, что в случае ондуляторного СИ отсутствовала возможность удаления от режима касания. В этой связи мы не можем утверждать, что данный режим является наиболее благоприятным для ондуляторного СИ.

## 2.2. Черенковское сверхизлучение в периодическом волноводе и волноводе, частично заполненном диэлектриком.

На рис. 9 представлены результаты наблюдения СИ электронного сгустка, движущегося через замедляющую систему в виде гофрированного волновода общей длиной 10 см. Период гофрировки составлял 3.3 мм, глубина гофрировки – 0.8 мм при среднем радиусе системы 3.6 мм. Наблюдаемый микроволновый сигнал состоял из нескольких пиков. Первый малый пик соответствовал высоко-частотному излучению, распространяющемуся в том же направлении, что и электронный сгусток (ЛЭВ механизм). Второй пик гораздо большей амплитуды соответствует взаимодействию с попутной пространственной гармоникой встречной волны (ЛОВ механизм). Последующие пики соответствовали отражению от концов замедляющей системы. Отметим, что полная длина электронного сгустка примерно равная 7 см сравнима с длиной пространства взаимодействия и, следовательно, недостаточна для развития традиционного режима генерации.

Длительность главного пика составляла 0.3 нс. Спектральные измерения с помощью установки в

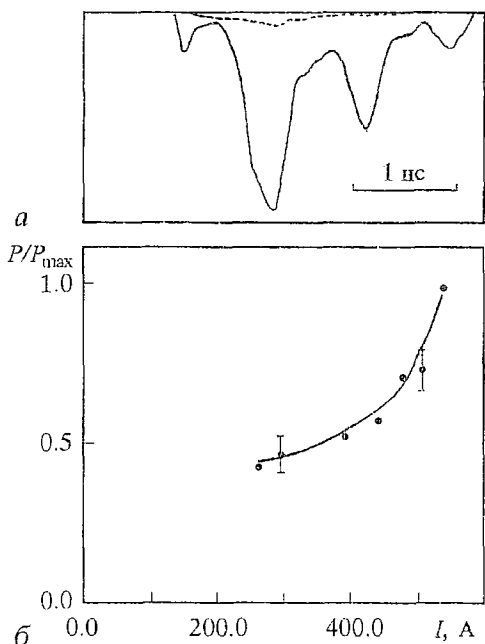


Рис. 9. Осциллограмма импульса СИ при пролете электронного сгустка через замедляющую систему в виде гофрированного волновода (а) и зависимость пиковой мощности излучения от электронного тока (б)

волноводный тракт закритических волноводов с различными частотами отсечки показали, что главный пик имеет частоту заполнения порядка 40.5 ГГц. В то же время первый пик малой амплитуды имел существенно большую частоту заполнения – порядка 43 ГГц. Однако, частота излучения в этом пике была меньше, чем соответствующая взаимодействию с  $TM_{01}$  модой электронов с энергией 250 кэВ. Такое расхождение может быть объяснено тем, что этот пик генерируется электронами с более низкой энергией (примерно 200 кэВ), находящимися на переднем фронте импульса тока. Другим объяснением может служить возбуждение одной из высших волноводных мод, вероятно  $TM_{02}$ .

Поперечная структура излучения была близка к поперечной структуре  $TM_{01}$  моды, которая, как известно, имеет только радиальную компоненту поперечного электрического поля. На рис. 9, а для сравнения приведена пунктирная линия, соответствующая сигналу на детекторе, когда рупор приемной антенны был повернут на  $90^\circ$ . Диаграмма направленности также хорошо совпадала с диаграммой направленности моды  $TM_{01}$  с характерным минимумом в центре.

Пиковая мощность излучения, оцениваемая путем интегрирования по диаграмме направленности, достигала 1 МВт. При этом импульсы СИ характеризовались хорошей стабильностью и повторяемостью (рис.10).

Типичной чертой СИ является квадратичная зависимость мощности излучения от числа электронов благодаря когерентному характеру процесса. Зависимость пиковой мощности излучения от электронного тока, имеющая квадратичный характер, представлена на рис. 9, б.

Во второй серии экспериментов исследовалось черенковское СИ при движении электронного сгустка через волновод, частично заполненный диэлектриком. При этом использовались два диэлектрических материала – майлар и тефлон. Диэлектрическая втулка в виде полого цилиндра с толщиной стенки порядка 2 мм вставлялась в гладкий волновод радиуса 0.5 см и длиной 25 см. Наилучшие результаты были получены для вставки из майлара с диэлектрической проницаемостью примерно 2.5–3.0. Типичный импульс СИ с длительностью 0.8 нс, полученный в этом случае, представлен на рис. 11, а. Пиковая мощность излучения достигала 2 МВт.

Спектральные измерения с помощью набора закритических волноводов и металлических решеток с различными размерами ячеек показали, что ширина спектра излучения примерно 10 ГГц. Согласно теоре–

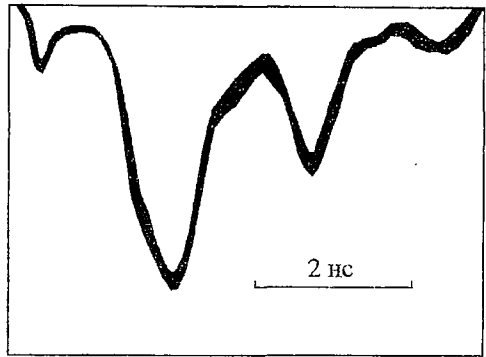


Рис. 10. Осциллограммы 10 импульсов черенковского СИ в гофрированном волноводе, наложенные друг на друга

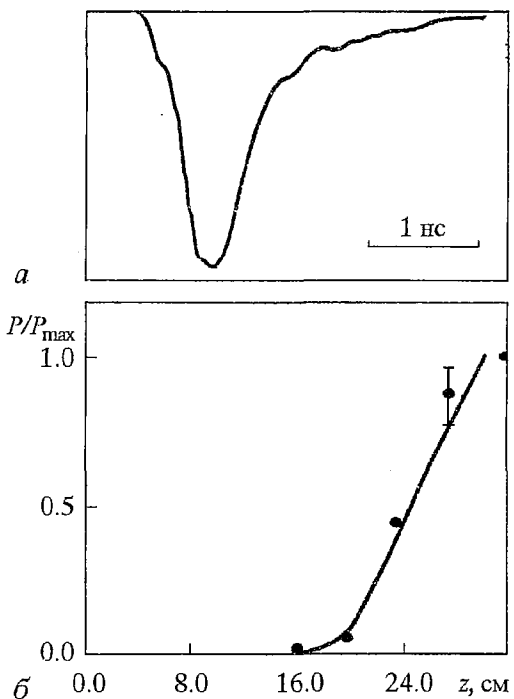


Рис. 11. Импульс черенковского СИ при пролете электронного сгустка через волновод, частично заполненный диэлектриком, (а) и зависимость пиковой мощности от длины взаимодействия (б)

тическим оценкам этот частотный диапазон соответствовал возбуждению  $TM_{01}$  моды и гибридной моды  $HE_{11}$ . В результате диаграмма направленности излучения имела сложный частотно-зависимый профиль.

Представленная на рис. 11, б зависимость пиковой мощности от длины взаимодействия подтверждает, что излучение носит индуцированный характер. Видно, что мощность излучения очень мала при малой длине взаимодействия и резко увеличивается с ее ростом. Таким образом на начальной стадии развивается группировка электронов, и мощность излучения начинает превосходить порог чувствительности детектора только после группировки частиц. Необходимо отметить, что в случае традиционного спонтанного излучения, обусловленного флуктуациями плотности внутри электронного сгустка, или излучения за счет существования фронтов тока зависимость мощности от длины взаимодействия должна отсутствовать.

Таким образом, экспериментальные исследования черенковского СИ при движении электронов через два типа замедляющих структур показали, что для первой системы в виде гофрированного волновода был характерен высокий уровень стабильности и повторяемости микроволновых импульсов при умеренном уровне пиковой мощности. При этом диаграмма направленности излучения с хорошей степенью точности соответствовала возбуждению моды  $TM_{01}$ . При СИ в диэлектрическом волноводе пиковая мощность излучения достигала 1–2 МВт. Однако излучение имело значительно меньшую стабильность и представляло собой совокупность волн  $TM_{01}$  и гибридной волны  $HE_{11}$ .

### 3. Черенковское сверхизлучение в комбинированной замедляющей системе

В целях сочетания высокой степени стабильности и повторяемости импульсов СИ, характерной для систем типа ЛОВ, с высокой пиковой мощностью, достигнутой при излучении электронного сгустка в диэлектрическом волноводе, было предложено использовать комбинированную замедляющую систему, в которой первая секция в виде гофрированного волновода длиной 3 см служила модулятором электронного сгустка, а вторая секция в виде частично заполненного диэлектриком волновода длиной 20 см представляла собой область высвечивания.

Об эффективности работы секционированной системы свидетельствует рис. 12, а, из которого следует, что установка модулятора примерно в 5 раз увеличивала пиковую мощность микроволнового импульса по сравнению с излучением только в диэлектрическом канале. Заметим также, что в отсутствие второй секции, то есть при пролете электронного сгустка только через короткий модулятор выходной сигнал был на уровне шумов и практически не регистрировался детектором.

Спектральный состав излучения оценивался с помощью установки в тракт детектора волноводных фильтров высоких частот (запредельных волнопроводов) с различными частотами отсечки. На рис. 12, б показана эволюция формы микроволнового импульса при прохождении сигнала через различные фильтры, из чего можно сделать вывод, что спектр импульсов лежит в диапазоне приблизительно от 36 до 40 ГГц.

Диаграмма направленности излучения представлена на рис. 13. Приемный рупор был ориентирован для приема  $E$  компоненты поля. В идеальном варианте входная секция должна не только модулировать электронный сгусток по продольной координате, но и задавать поперечную структуру этой модуляции, навязывая тем самым излучению во второй секции пространственную структуру в виде  $TM_{01}$  моды. Как уже отмечалось, при возбуждении такой волны диаграмма направленности излучения должна иметь ноль (глубокий минимум) на оси системы. Отсутствие подобного минимума свидетельствует о присутствии гибридной  $HE_{11}$  волны в спектре излучения. Это может быть объяснено азимутальной неоднородностью электронного сгустка во второй секции. Подобная неоднородность вызвана исходной неоднородностью эмиссии катода, а также



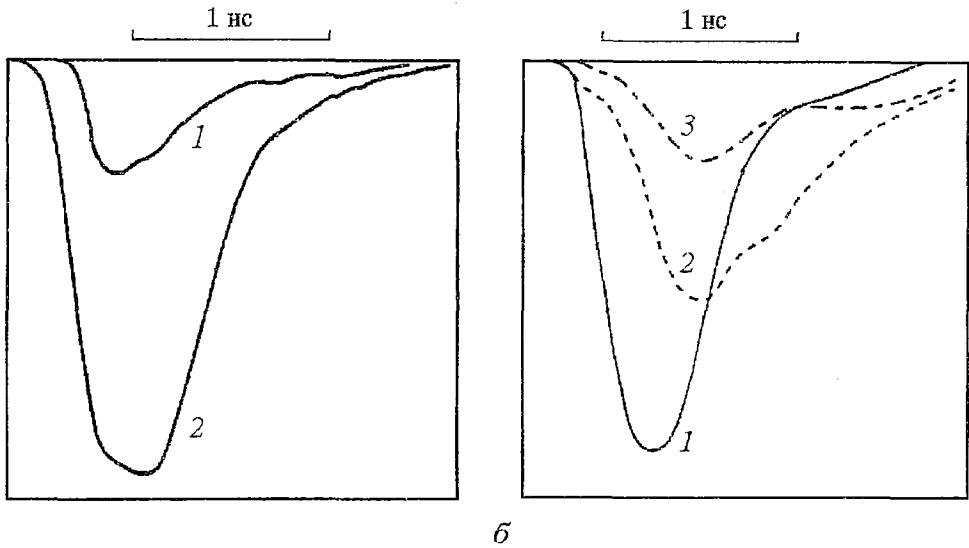


Рис. 12. *a* – сигналы с СВЧ-детектора, полученные без модулятора (кривая 1) и при его наличии (кривая 2); *б* – трансформация сигнала при установке в волноводный тракт фильтров высоких частот

некоторой разъюстировкой системы. По крайней мере, отпечатки сгустка в различных точках электродинамического тракта (рис. 13, *a*) действительно свидетельствуют о неоднородности сгустка. При этом процентный состав паразитной  $HE_{11}$  волны различен в начале и в хвосте микроволнового импульса. Это следует из сравнения осциллограмм сигнала, снятых рупором, расположенном вблизи оси системы (позиция 1) и на периферии (позиция 2). Взаимное расположение максимумов и перегибов на указанных осциллограммах показывает, что в начале импульса паразитная компонента представлена значительно сильнее, чем в хвостовой части. Для интерпретации этого факта следует принять во внимание, что для передней части электронного импульса первая секция работает только как модулятор электронного потока. Вместе с тем генерируемое в этой секции микроволновое излучение в виде встречной по отношению к сгустку  $TM_{01}$  электромагнитной волны после отражения от закрывающего сужения,

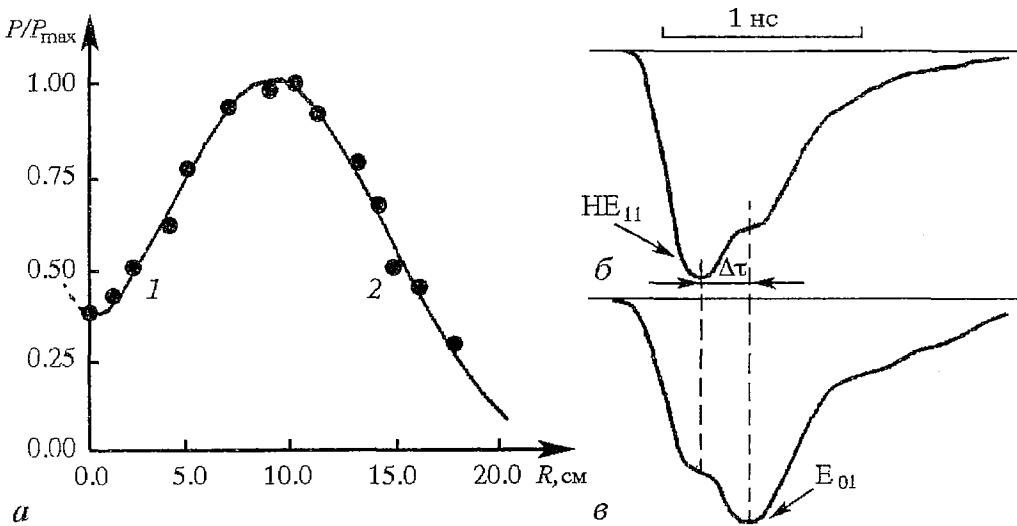


Рис. 13. Диаграмма направленности излучения (*a*). Отмечены два положения СВЧ-детектора вдоль радиальной координаты, при которых наблюдались сигналы, изображенные на рис. *б* и *в*

установленного на пушечном конце системы, пройдя модулятор уже в попутном с электронами направлении, попадает во вторую секцию, где вновь вступает во взаимодействие с хвостовой частью электронного сгустка. Поэтому для хвостовой части возникает дополнительное воздействие со стороны сигнала, поступающего из первой секции и навязывающее в конечном итоге пространственную структуру  $TM_{01}$  волны.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показали оправданность использования секционированной замедляющей системы для генерации мощных импульсов черенковского СИ. Удалось повысить пиковую мощность излучения до 2–3 МВт при улучшении диаграммы направленности и повторяемости импульсов.

### Заключение

Суммируя выводы анализа экспериментальных данных, можно утверждать, что в результате проведенных исследований в микроволновом диапазоне впервые зарегистрированы импульсы СИ, соответствующие различным механизмам стимулированного излучения: циклотронному, ондуляторному, черенковскому. Для всех перечисленных механизмов был типичен короткоимпульсный характер излучения. Длительность электромагнитных импульсов лежала в интервале 300–800 пс. Максимальный уровень мощности в несколько мегаватт был достигнут при черенковском излучении в диэлектрическом волноводе, тогда как наибольшей стабильностью и повторяемостью обладали импульсы генерируемые при прохождении электронного сгустка через периодический волновод.

К настоящему моменту проведены дополнительные экспериментальные исследования черенковского СИ при фокусировке электронных сгустков сильным до 50 кЭ магнитным полем, создаваемым сверхпроводящим соленоидом. Использование таких полей позволило в случае СИ в периодически-гофрированном волноводе, с одной стороны, обеспечить режим периодического повторения импульсов с частотой до 25 Гц, а с другой стороны -- способствовало увеличению мощности излучения, по крайней мере, до 5 МВт вследствие уменьшения зазора между сгустком и замедляющей системой и увеличения инкрементов. О высоком уровне пиковой мощности излучения свидетельствовало свечение панели из неоновых ламп с типичной для моды  $TM_{01}$  диаграммой направленности, а также -- возникновение высокочастотного пробоя в воздухе при фокусировке излучения параболическим зеркалом.

### Библиографический список

1. Dicke R.H. // Phys.Rev. 1954. Vol. 93. №1. P. 99.
2. Skribanowitz N., Hermann I.P., Mac Gillivray J.C., Feld M.S. // Phys.Rev.Lett. 1973. Vol. 30, № 2. P. 309.
3. Mac Gillivray J.C., Feld M.S. // Contemp.Phys. 1981. Vol. 22. P. 299.
4. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 194.
5. Bonifacio R., Maroli C., Piovella N. // Opt.Comm. 1988. Vol. 68, № 5. P. 369.
6. Bonifacio R., Piovella N., McNeil B.W.J. // Phys.Rev.A. 1991. Vol. 44. P. 3441.
7. Канавец В.И., Стабинис А.Ю. // Вестник МГУ. Сер.Физическая. 1973. Т. 14. С. 186.
8. Байништейн Л.А., Клеев А.И. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Матер. 8-й школы-семинара инженеров. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1989. Кн.1. С. 25.
9. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, №6. С. 438.
10. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 14. С. 83.

11. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60, вып.7. С. 501.
12. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Конопов И.В., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р., Яландин М.И. // Письма в ЖЭТФ. Т. 63, №7. С. 322.
13. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cooke S.J., Aitken P., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., and Ulmaskulov M.R. // Phys.Rev.Lett. 1997. Vol. 78, № 12. P. 2365.
14. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, № 1. С. 39.
15. Ginzburg N.S., Konoplev I.V., Zotova I.V., Sergeev A.S., V.G.Shpak, Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I. // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1996. Vol. 375. P. 553.
16. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Novozhilova Yu.V., Peskov N.Yu., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cook S., Aitken P., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A. and Ulmaskulov M.R. // Free Electron Laser Conference. Proceedings. Rome, August 1996.
17. Freund H.P., Sprangle P., Dillenberg D. // Phys.Rev.A. 1981. Vol. 24, № 4, P. 1965.
18. Freund H.P. // Phys.Rev.Lett. A. 1983. Vol. 27, № 4. P. 1977.
19. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Песков Н.Ю. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1990. Вып. 6. С. 82.

*Институт прикладной физики РАН  
Институт электрофизики УрО РАН*

*Поступила в редакцию 24.11.97*

## GENERATION OF ULTRASHORT PULSE BASED ON THE SUPERRADIANCE OF ISOLATED ELECTRON BUNCH

*N.S. Ginzburg, I.V. Zotova, Yu.V. Novozhilova, A.S. Sergeev, M.R. Ul'maskulov,  
V.G. Shpak, S.A. Shunailov, M.I. Yalandin, A.D.R. Phelps, A.V. Kross, S. Cook*

The radiation of spatially-localised electron ensembles with the infinite lifetime of particles is considered as the classical analogy of superradiation effect. The results of theoretical and experimental investigation are presented for different kinds of superradiance: cyclotron, cherenkov, undulator. First the microwave superradiation effect pulses of indicated types were registered. The electromagnetic pulse duration were between 300–800 ps. The maximum power level about several megawatts was achieved under cherenkov radiation in dielectric waveguide, while the maximum stability and reproducibility of radiated pulses were observed when the electron bunch passed through the corrugated waveguide.



*Гинзбург Наум Самуилович* – родился в 1952 году. Работает в Институте прикладной физики РАН ведущим научным сотрудником, доктор физико-математических наук. Область интересов – лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские гиротроны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменные пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980). Автор более 120 статей и обзоров по указанной проблематике.



*Зотова Ирина Валерьевна* – родилась в 1968 году в Горьком. Окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета в 1990 году. Работает в институте прикладной физики. Область научных интересов – лазеры на свободных электронах, сверхизлучение неравновесных электронных ансамблей. Опубликовано около 15 работ в отечественных и зарубежных журналах.



*Новожилова Юлия Владимировна* – родилась в 1960 году. Окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1982). Работает в Институте прикладной физики РАН, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов – релятивистская высокочастотная электроника, нелинейная динамика СВЧ-приборов. Опубликовано более 20 работ в отечественных и зарубежных журналах.



*Шпак Валерий Григорьевич* – родился в Бирюсинске Иркутской области (1944). Окончил факультет электронной техники Томского института радиоэлектроники и электронной техники (1967). С 1986 года работает заведующим лабораторией электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН в Екатеринбурге. Защитил кандидатскую диссертацию (1980), докторскую диссертацию на тему «Миниатюризация импульсных сильноточных ускорителей электронов» (1990). Член-корреспондент РАН с 1997 года. Имеет 86 опубликованных работ в области исследования быстропротекающих процессов и создания малогабаритной сильноточной импульсной аппаратуры.



*Яландин Михаил Иванович* – родился в Тобольске (1956). Окончил физический факультет Новосибирского государственного университета (1979). С 1986 года работает старшим, затем ведущим научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Защитил кандидатскую диссертацию (1985), докторскую диссертацию на тему «Компактные источники мощных нано- и субнаносекундных электронных пучков и электромагнитных излучений» (1996). Имеет 43 опубликованные работы.



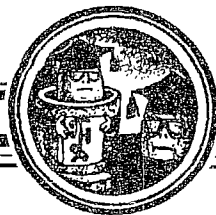
*Шунайлов Сергей Афанасьевич* – родился в Свердловске (1965). Окончил физико-технический факультет Уральского политехнического института (1987). С 1987 года по настоящее время работает научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Имеет 29 опубликованных работ.



*Ульмаскулов Марат Рахметович* – родился в Стерлитамаке, Башкирия (1956). Окончил факультет радиоэлектроники МВТУ им.Баумана (1992). С 1992 года по настоящее время работает младшим научным сотрудником лаборатории электронных ускорителей Института электрофизики УрО РАН. Имеет 12 опубликованных работ.

*Кросс Адриан В.* – родился в 1966 году. Окончил Стретчклайдский университет с отличием по физике (1989), имеет степень доктора философии (1993). В настоящее время работает старшим научным сотрудником департамента физики и прикладной физики Стретчклайдского университета.

*Фелпс Алан Д.Р.* – окончил Кембриджский университет с отличием по физике (1966), имеет магистерские степени Кембриджского и Оксфордского университетов. В 1970 в Оксфордском университете присвоена степень доктора философии за исследование плазмы. Лектор Стретчклайдского университета (1978), руководит исследовательской группой по релятивистским электронным пучкам, лазерам и разрядам. Получил звание профессора (1993). В настоящее время работает научным руководителем департамента физики и прикладной физики, сотрудник института физики и Королевского общества Эдинбурга.



## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМНЫХ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

*В.А. Солнцев*

Приведены результаты исследований физических процессов в вакуумных микроэлектронных структурах с матрицами автоэмиссионных катодов (МАЭК). Рассмотрен ряд методов теории, нелинейные явления и структуры, известные ранее и предложенные в последнее время: вычисление гармоник тока и решение уравнений движения электронов в структурах с модуляцией эмиссии, СВЧ-диод с МАЭК, высокочастотный автоэмиссионный контакт, ЛОВ с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод), фрактальный автоэмиссионный катод. Разработаны общие подходы к построению аналитической и численной теории приборов с модуляцией эмиссии. Дана классификация режимов работы диода с МАЭК и получена полная картина поведения КПД и электронной проводимости диода с МАЭК в режимах с отсечкой и без отсечки тока; предельный КПД составляет 30–40%. Рассмотрено влияние неоднородности поля у острейшего катода. Показана возможность существования высокочастотного автоэмиссионного контакта между двумя проводниками при отсутствии статического поля, найдена его вольтамперная характеристика, отличающаяся от закона Фаулера – Нордхейма. Дана нелинейная теория ЛОВ с автомодуляцией эмиссии полем обратной волны (карсинотрод), позволяющей повысить КПД с 15% в обычной ЛОВ до 35% в карсинотроде при сохранении электронной перестройки частоты. Показана возможность увеличения КПД в изофазном карсинотроде до 60–70%. С целью получения предельных характеристик рассматриваемых структур предложены фрактальные автоэмиссионные катоды со специальной формой поверхности для существенного усиления электрического поля на остриях и увеличения тока с таких катодов при ограниченном напряжении.

В вакуумной микроэлектронике перспективным путем создания усилителей, генераторов и других устройств сверхвысоких частот является сочетание модуляции эмиссии электронов на катоде СВЧ полем с использованием пролетных эффектов при взаимодействии электронов с полем в сосредоточенных или распределенных электродинамических структурах. Для триодных структур с матрицами автоэмиссионных катодов (МАЭК), где используется только модуляция эмиссии (электростатическое управление), а пролетные эффекты не существенны, экспериментально получено усиление на частотах до 1.3 ГГц [1]. Между тем в ряде работ [2–5] показано, что использование пролетных эффектов даже в простейших диодных структурах позволяет ожидать усиления и генерации сантиметровых и миллиметровых волн за счет образования отрицательной проводимости электронного потока. Сочетание пролетных явлений с модуляцией эмиссии особенно эффективно при использовании МАЭК, в которых имеется резкая зависимость тока эмиссии от приложенного электрического поля. Это

справедливо для указанных однозачорных диодных структур, клистронов с МАЭК [6,7], представляющих структуры с двумя высокочастотными зазорами, многозачорных структур с длительным взаимодействием электронов и поля, в частности структур с обратной волной [8]. Ряд других приборов с модуляцией эмиссии рассмотрен в [9].

В настоящей работе дан обзор некоторых результатов, полученных в последнее время для одно- и многозачорных структур с модуляцией эмиссии, а также приведен ряд новых результатов.

Разработаны общие подходы к построению аналитической и численной теории приборов с модуляцией эмиссии. Аналитическая нелинейная теория основана на записи с помощью закона сохранения энергии усредненного уравнения движения сформированного на катоде сгустка электронов [10]. Как показывает сравнение с численными результатами, она хорошо описывает главные нелинейные эффекты и может служить основой для их исследования в широкой области изменения параметров. При численном моделировании используются крупные частицы с разным зарядом, определяемым законом эмиссии электронов с катода [11].

Дана классификация режимов работы диода с МАЭК. Получена полная картина поведения КПД и электронной проводимости диода с МАЭК в режимах без отсечки и с отсечкой тока; предельный КПД составляет 30–40% в зависимости от величины поля на катоде и работы выхода электронов [10,11]. Рассмотрено влияние неоднородности поля у острейного катода, показано, что резкое изменение потенциала вблизи острия снижает величину КПД и отрицательной электронной проводимости электронного потока.

Для расчета электростатических полей в МАЭК с большим разбросом линейных размеров использованы сеточные методы в сочетании с алгоритмом «лупы». Сначала рассматривается поле во всем диоде между анодом и катодом на крупной сетке, затем выделяются меньшие области и наконец области вблизи острий, покрытые мелкой сеткой [12]. Исследовано также влияние пространственного заряда, которое приводит к снижению КПД.

Показана возможность существования высокочастотного автоэмиссионного контакта между двумя проводниками при отсутствии статического поля ( $\mu=1$ ), найдена его вольтамперная характеристика, отличающаяся от закона Фаулера – Нордхейма.

Дана нелинейная теория предложенной в [8] ЛОВ с автомодуляцией эмиссии полем обратной волны (карсинотрод), показывающая возможность существенного повышения КПД с 15% в обычной ЛОВ до 35% в карсинотроде при сохранении электронной перестройки частоты [13]. Аналитическая и численная теория показывают также возможность дальнейшего увеличения КПД в изофазном карсинотроде до 60–70%.

Для получения предельных характеристик рассматриваемых структур предложены фрактальные автоэмиссионные катоды со специальной формой поверхности, показана возможность существенного усиления электрического поля на остриях и увеличения тока с таких катодов при ограниченном напряжении [4].

## 1. Гармоники тока и уравнения движения

Рассматривая одномерную модель электронного потока, используем нерелятивистское уравнение движения электронов в переменных Лагранжа  $t, t_0$ , либо  $z, t_0$

$$\partial(mv)/\partial t = eE(z,t), \quad \partial(mv^2/2)/\partial z = eE(z,t), \quad (1)$$

где  $t$  – текущее время,  $z$  – продольная координата,  $t_0$  – момент вылета электрона с поверхности острейного катода ( $z=0$ ),  $v$  – скорость электрона. Продольное поле  $E(z,t)$  является суммой внешнего статического поля  $E_0(z)$ , высокочастотного поля

электродинамической системы с амплитудой  $E_1(z)$  и частотой  $\omega$  и поля пространственного заряда  $\hat{E}(z,t)$

$$E(z,t) = E_0(z) + \operatorname{Re} E_1(z) \exp(-i\omega t) + \hat{E}(z,t). \quad (2)$$

В приборах с модуляцией эмиссии на поверхности катода  $z=0$  существует не только статическое, но и высокочастотное поле. При использовании МАЭК на катоде согласно закону Фаулера – Нордхейма имеем для плотности тока  $j(0,t)$  (или тока  $J(0,t)$ )

$$j(0,t) = \begin{cases} -AE^2(0,t) \exp\{-B/(-E(0,t))\}, & \text{при } -E(0,t) > 0, \\ 0, & \text{при } -E(0,t) < 0, \end{cases} \quad (3)$$

где  $A, B$  – положительные постоянные, определяемые материалом и структурой катода.

Если пренебрегать полем пространственного заряда, либо его высшими гармоническими составляющими, то можно записать

$$E(0,t) = E_0(0) + E_1(0) \cos \omega t = E_{\max} [1 - \mu(1 - \cos \omega t)], \quad (4)$$

где  $\mu = E_1(0)/E_{\max}$  – коэффициент модуляции по отношению к максимальному полю на катоде  $E_{\max} = E_0(0) + E_1(0)$ .

В зависимости от соотношения постоянного и переменного поля возможны разные режимы работы катода.

При ускоряющем электронами статическом поле ( $-E_0 > 0$ ) возможна передача энергии ВЧ полю. В этом случае при  $0 < \mu < 1/2$  нет отсечки тока. При  $1/2 < \mu < 1$ , когда ВЧ поле  $-E_1 > -E_0$ , существует угол полной отсечки тока  $\pi > \psi > \pi/2$ , который определяем соотношением  $\cos \psi = 1 - 1/\mu$ .

При тормозящем статическом поле ( $-E_0 < 0$ ) или его отсутствии ( $E_0 = 0$ ) электроны вылетают с катода только под действием высокочастотного поля и забирают у него энергию. В этом случае  $\mu \geq 1$ ,  $0 \leq \psi \leq \pi/2$ .

Определяемая соотношениями (3), (4) форма электронных сгустков около катода показана на рис. 1. Для катодов с полевой эмиссией из-за резкой зависимости тока от поля реальный угол отсечки  $\psi_B$  получается меньше полного угла отсечки  $\psi$ . Видно, что фазовая ширина сгустков получается  $2\psi_B \leq \pi$  при  $\mu \geq 0.25$ ,

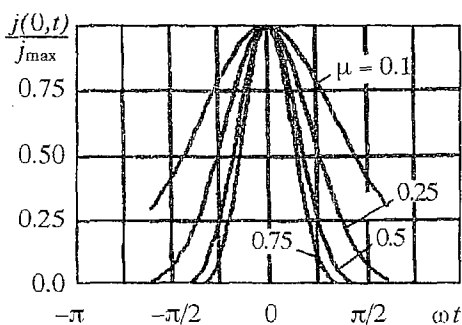


Рис. 1. Форма электронных сгустков

а при  $\mu > 0.5$  у катода формируются тонкие электронные сгустки  $2\psi_B < \pi/2$ , которые при движении от катода к аноду смещаются в тормозящую фазу ВЧ поля и отдают ему свою энергию. При полном угле пролета сгустков  $\theta = \pi$ . В этом случае можно ожидать высокий КПД диода, который по механизму работы в этом режиме аналогичен полупроводниковому лавинно-пролетному диоду [15].

Плотность тока  $j(z,t)$  является суммой гармоник

$$j(z,t) = j_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} j_n(z) \exp(-in\omega t), \quad (5)$$

$$j_n(z) = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_0^{2\pi} j(z,t) \exp(in\omega t) d(\omega t) = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_0^{2\pi} j(0,t_0) \exp[in\omega t(z,t_0)] d(\omega t_0),$$

где  $\delta_{nn} = 1$ , при  $n=m$ ;  $\delta_{mn} = 0$ , при  $n \neq m$  – символ Кронекера.



Гармоникам тока на катоде  $j_n(0)$  соответствует  $t=t_0$  и для них получается следующее выражение:

$$j_n(0) = \alpha_n j_{\max}, \quad j_{\max} = -AE_{\max}^2 \exp(-\beta), \quad \beta = B/(-E_{\max}), \quad (6)$$

$$\alpha_n = 1/[\pi(1+\delta_{0n})] \int_{-\psi}^{\psi} [1-\mu(1-\cos\omega t)^2] \exp\{-\beta\mu(1-\cos\omega t)/[1-\mu(1-\cos\omega t)]\} \cos(n\omega t) d(\omega t),$$

причем  $\psi = \pi$  при  $\mu < 1/2$ ,  $\cos\psi = 1 - 1/\mu$  при  $\mu > 1/2$ .

Типичные зависимости относительных значений гармоник тока  $\alpha_n$  от коэффициента модуляции  $\mu$  приведены на рис. 2. В работе [16] эти зависимости были записаны для режимов без отсечки тока ( $\mu < 1/2$ ) и другой нормировки тока; в [17] рассматривался случай  $\psi \approx \pi/2$  ( $\mu \approx 1$ ). Расчеты показывают, что для значений параметра эмиссии  $6 < \beta < 15$  первая гармоника тока имеет максимальное значение при небольшом коэффициенте модуляции  $\mu \approx 0.1 \div 0.2$ , когда  $E_1/E_0 = \mu/(1-\mu) \approx 0.11 \div 0.25$ . Заметим, что величины  $\alpha_n$ , вычисляемые при законе эмиссии (3), по смыслу аналогичны коэффициентам Берга, применяемым для приближенного расчета приборов с отсечкой тока при кусочно-линейной аппроксимации их характеристик. Важное значение имеет отношение первой гармоники тока к среднему току  $j_1/j_0 = \alpha_1/\alpha_0$  (рис. 3). Эта величина характеризует толщину электронного сгустка, вылетающего из катода. Для очень тонкого сгустка  $j_1/j_0 \rightarrow 2$ .

Сгустки меняют свою форму в результате группировки электронов ВЧ полем при пролете через прибор. Однако как было показано в теории малого сигнала [4,5], для диода с полевой эмиссией этот эффект обычно меньше влияет на обмен энергией между электронами и полем, чем смещение сгустка относительно фазы поля. Поэтому для построения приближенной аналитической теории можно пренебречь изменением формы сгустка электронов при его пролете через прибор. Положим

$$\omega t(z, t_0) = \omega t_0 + \theta_0(z) + \tilde{\vartheta}(z, t_0), \quad (7)$$

где

$$\theta_0(z) = \omega \int_0^z [dz/v_0(z)] = \omega \int_0^z [dz/v_e(z)] + \vartheta_0(z)$$

– средний угол пролета электронов, определяемый статическим и высокочастотным полем;  $v_e(z)$  – скорость электронов в статическом поле;  $v_0(z)$  – средняя скорость электронов в статическом и высокочастотном поле;  $\tilde{\vartheta}(z, t_0)$  – переменная составляющая фазы электронов, определяющая изменение формы сгустка. Пренебрегая переменной составляющей фазы  $\tilde{\vartheta}$ , получим

$$j_n(z) = j_n(0) \exp[in\theta_0(z)] = j_{\max} \alpha_n \exp[in\theta_0(z)]. \quad (8)$$

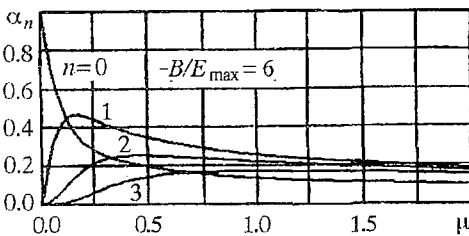


Рис. 2. Гармоники тока на катоде  $\alpha_n = j_n(0)/j_{\max}$  в зависимости от коэффициента модуляции  $\mu$

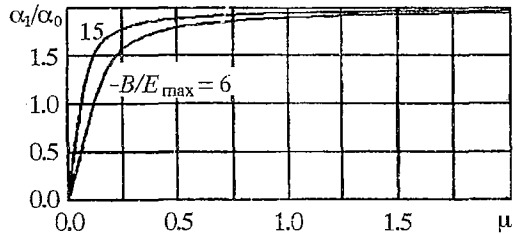


Рис. 3. Отношение первой гармоники тока к среднему току  $\alpha_1/\alpha_0 = j_1/j_0$  в зависимости от коэффициента модуляции  $\mu$

Для вывода усредненного уравнения движения сгустка используем закон преобразования энергии. Поток кинетической энергии электронов определяется соотношением

$$P_k(z) = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} [m_e v^2(z,t)/2] [j(z,t)/e] d(\omega t) = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} [m_e v^2(z,t_0)/2] [j(0,t_0)/e] d(\omega t_0), \quad (9)$$

в котором  $v(z,t_0) = v[z, t(z, t_0)]$ . Пренебрегая высшими гармониками поля пространственного заряда, уравнение движения электронов (1) в переменных  $z, t_0$  проинтегрируем по всем электронам, то есть по  $t_0$ . Тогда получим уравнение, выражающее закон преобразования энергии,

$$dP_k/dz = E_0(z)j_0 + 1/2 \operatorname{Re} E_1(z)j_1^*(z). \quad (10)$$

В предположении, что сгусток мало меняет свою форму при пролете через прибор, для  $j_1(z)$  имеем приближенное выражение (8). Поток кинетической энергии вычислим через среднюю скорость сгустка  $v_0(z)$

$$P_k(z) = [m_e v_0^2(z)/2] j_0/e. \quad (11)$$

Из соотношений (9)–(11) получается усредненное уравнение движения сгустка, которое будет записано ниже в аналитической нелинейной теории диода и карсинограда.

При численном моделировании уравнения движения (1) решались методом крупных частиц, имеющих разный заряд  $q_i$ , определяемый током катода в момент вылета частицы  $t_{0i}$ . Имеем:

$$t_{0i} = \Delta t_0 i, \quad \Delta t_0 = 2\pi/(\omega N), \quad i = 0, 1, \dots, N.$$

$$q_i = \begin{cases} -\Delta t_0 A E^2(0, t_{0i}) \exp\{-B/[-E(0, t_{0i})]\}, & \text{при } -E(0, t_{0i}) > 0, \\ 0, & \text{при } -E(0, t_{0i}) < 0. \end{cases} \quad (12)$$

Поле пространственного заряда  $\hat{E}_i$ , действующее на  $i$ -ю частицу, определяется соотношением

$$\hat{E}_i = \sum_j q_j \hat{E}_{ij}, \quad (13)$$

где  $\hat{E}_{ij}$  – функция Грина, определяемая формой области взаимодействия.

## 2. СВЧ-диод с матрицей автоэмиссионных катодов

В плоском диоде ширины  $d$  мощность взаимодействия электронов с полем  $P$ , комплексная электронная проводимость  $Y_e = G_e - iB_e$  и КПД  $\eta$  на основной частоте  $\omega$  определяются соотношениями

$$P = 1/2 \int_0^d E_1^*(z) j_1(z) dz = (V_1^2/2) Y_e, \quad \eta = -\operatorname{Re} P / (j_0 |V_a). \quad (14)$$

В этих соотношениях  $V_a, V_1$  – постоянное напряжение и амплитуда переменного напряжения на аноде, так что

$$E_1(z) = -(V_1/d) f(z), \quad E_0(z) = -(V_0/d) f(z), \quad \int_0^d f(z) dz = 1, \quad (15)$$

где функция  $f(z)$  учитывает неоднородность поля около острий. Из этих формул получим

$$P = (V_1/2) |j_{\max}| \alpha_1 M, \quad M = (1/d) \int_0^d f(z) \exp[j\theta_0(z)] dz, \quad (16)$$

где  $M$  – коэффициент взаимодействия электронов и поля в диоде.

Вблизи острий на небольшом расстоянии  $z < d_c \ll d$  имеется сильное неоднородное электрическое поле  $f(z) > 1$  (рис. 4). При этом надо учитывать два момента. Обычно рассматривается только коэффициент усиления поля на острие  $K = f(0)$  по сравнению с полем плоского конденсатора, который определяется производной потенциала на острие. Однако важной независимой величиной является также величина изменения потенциала  $V_1(0)$  в узком слое  $d_c$  вблизи катода,  $V_1(0) \sim f(0)d_c$ . В этой области угол пролета мал  $\theta_0(z) \ll 1$ , сгусток электронов ускоряется не только статическим, но и высокочастотным полем, что приводит к уменьшению коэффициента взаимодействия. Для приближенного учета этого эффекта заметим, что

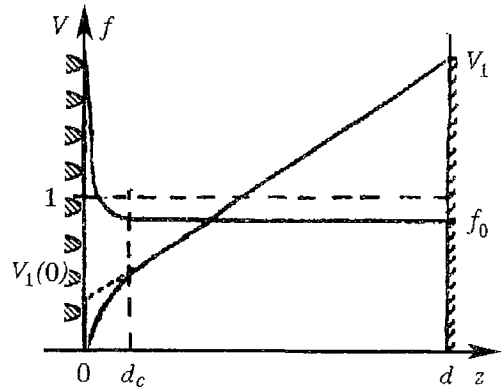


Рис. 4. Потенциал  $V$  и функция распределения электрического поля  $f$  в диоде с острым катодом

$$V_1(0) \approx -\int_0^{d_c} E_1(z) dz = (V_1/d) \int_0^{d_c} f(z) dz.$$

Тогда из соотношений (15), (16) при  $\theta_0(z) \ll 1$ ,  $z < d_c \ll d$  получим

$$M = (1/d) \int_0^{d_c} f(z) \exp[i\theta_0(z)] dz + (f_0/d) \int_{d_c}^d \exp[i\theta_0(z)] dz \approx V_1(0)/V_1 + [1 - V_1(0)/V_1] M_0,$$

где  $M_0$  соответствует однородному полю  $f(z) \equiv 1$ . При слабом сигнале ( $\mu \rightarrow 1$ ) имеем в однородном поле [4,5]:

$$M_0 = 2(\cos\theta + \theta \sin\theta - 1)/\theta^2 + i \cdot 2(\sin\theta - \theta \cos\theta)/\theta^2. \quad (17)$$

Из рис. 5 видно, что отрицательная электронная проводимость может исчезать при сильной неоднородности поля, когда  $V_1(0)/V_1 \geq 0.375$ . Оценки для реальных структур дают  $V_1(0)/V_1 \sim 0.1 \div 0.2$ , так что влияние неоднородности поля может оказаться существенным.

Для аналитического вычисления нелинейной электронной проводимости и КПД диода запишем поток кинетической энергии (11) в виде

$$P_k(z) = (m_e \omega^2 / 2) (dz/d\theta_0)^2 j_0 / e$$

и подставим его в (10) вместе с (9), (15). Тогда получим усредненное уравнение движения сгустка, которое в однородном поле  $f \equiv 1$  интегрируется и дает

$$z = -e/(m_e \omega^2 d) [V_0 \theta_0^2 / 2 + V_1 \alpha_1 / (2\alpha_0) (1 - \cos\theta_0)]. \quad (18)$$

При большой модуляции эмиссии, когда  $\mu = V_1 / (V_0 + V_1) > 0.5$ , имеем  $1.8 < \alpha_1 / \alpha_0 < 2$  и выражение (18) для  $z$  мало отличается от решения, полученного в [17] для одной частицы.

Для вычисления нелинейного коэффициента взаимодействия в однородном поле запишем его в виде

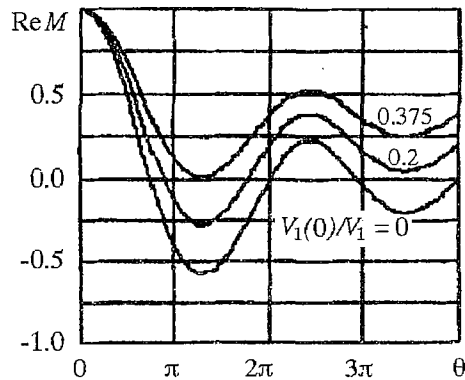


Рис. 5. Влияние параметра неоднородности поля  $V_1(0)/V_1$  на коэффициент взаимодействия

$$M_0 = (1/d) \int_0^d \exp[i\theta_0(z)] dz = (1/d) \int_0^\theta \exp(i\theta_0) (dz/d\theta_0) d\theta_0, \quad \theta = \theta_0(d).$$

Тогда получим

$$\operatorname{Re} M_0 = 1/2 [4(1-\mu)(\cos\theta + \theta \sin\theta - 1) + \mu(\alpha_1/2\alpha_0)(1 - \cos 2\theta)] / [(1-\mu)\theta^2 + \mu(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta)], \quad (19)$$

$$\operatorname{Im} M_0 = 1/2 [4(1-\mu)(\sin\theta + \theta \cos\theta) + \mu(\alpha_1/2\alpha_0)(2\theta - \sin 2\theta)] / [(1-\mu)\theta^2 + \mu(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta)],$$

причем в рассматриваемом приближении, согласно (6), (15), средний динамический угол пролета  $\theta$  связан с углом пролета электронов в статическом поле  $\theta_e$  соотношением

$$\theta_e^2 = \theta^2 + [\mu/(1-\mu)](\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos\theta), \quad \theta_e = \omega \int_0^d [dz/v_e(z)]. \quad (20)$$

В итоге для электронной проводимости и КПД имеем выражения

$$G_e = G_m(\alpha_1/\mu)\operatorname{Re} M, \quad \eta = -\mu/(1-\mu)(\alpha_1/2\alpha_0)\operatorname{Re} M, \quad (21)$$

где  $G_m = j_{\max}/V_{\max}$  — проводимость диода по постоянному току при максимальном напряжении. Эти аналитические выражения учитывают также неоднородность поля у катода согласно соотношению (17).

Полученные аналитические соотношения позволяют сравнительно просто рассмотреть влияние на характеристики диода его основных обобщенных параметров — угла пролета электронов  $\theta$ , коэффициента модуляции  $\mu = E_1/E_{\max} = V_1/V_{\max}$  и параметра эмиссии  $\beta = B/(-E_{\max})$ . Соотношения (19) показывают, что величина коэффициента взаимодействия электронов и поля в диоде  $M_0$  определяется в основном углом пролета электронов  $\theta$ , слабо зависит от параметра эмиссии  $\beta$  и несколько больше — от коэффициента модуляции  $\mu$ . При  $\theta \rightarrow 0$  имеем  $M_0 \rightarrow 1$  (нет пролетных эффектов), а с ростом  $\theta$  пролетные эффекты приводят сначала к уменьшению абсолютной величины  $\operatorname{Re} M_0$ , а затем к отрицательным значениям  $\operatorname{Re} M_0$  в зоне  $0.8\pi \leq \theta < 2\pi$ , то есть к отрицательной электронной проводимости на частоте  $\omega$  (рис. 6). При  $\theta = \pi$  получаем простые выражения

$$\operatorname{Re} M_0 = -4(1-\mu) / [(1-\mu)\pi^2 + 2\mu\alpha_1/\alpha_0],$$

$$\operatorname{Im} M_0 = (\pi/2) [4(1-\mu) + 2\mu(\alpha_1/\alpha_0)] / [(1-\mu)\pi^2 + 2\mu(\alpha_1/\alpha_0)],$$

из которых видна слабая зависимость  $M_0$  от параметра эмиссии  $\beta$ , входящего только в отношение  $\alpha_1/\alpha_0$  (см. рис. 3).

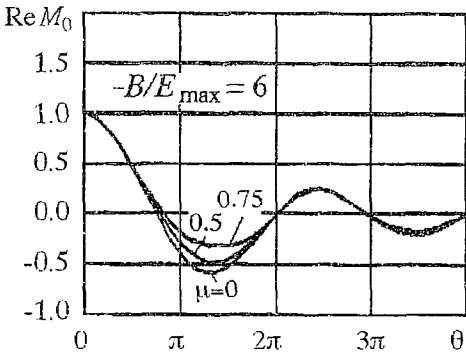


Рис. 6. Коэффициент взаимодействия электронов и поля в диоде  $M_0$  в зависимости от угла пролета электронов  $\theta$

Как видно из рис. 6, величина высокочастотного напряжения (здесь  $\mu \sim E_1$ ) мало влияет на положение зон отрицательной электронной проводимости по углу пролета  $\theta$ . Величина КПД возрастает с ростом  $\mu$ , однако при этом уменьшается значение относительной отрицательной электронной проводимости  $G_e/G_m < 0$ , что требует увеличения добротности электродинамических систем при использовании диода для генерации или усиления колебаний.

Абсолютное значение электронной проводимости  $G_e$  и мощность

взаимодействия  $P$  существенно зависят от параметра эмиссии  $\beta$ , так как он определяет максимальный ток диода согласно закону Фаулера – Норджейма (3), (6). В частности, при малой модуляции ( $\mu \rightarrow 0$ ) имеем

$$G_e = G_m g_0, \text{ где } g_0 = \operatorname{Re} M \alpha_1(\mu) / \mu |_{\mu \rightarrow 0} = \operatorname{Re} M(2 + \beta)$$

– крутизна статической вольтамперной характеристики диода.

Для определения предельного КПД СВЧ-диода с МАЭЖ численно решались уравнения движения крупных частиц (слоев). Неоднородность поля вблизи острий учитывалась введением скачка потенциала  $V_1(0)$  (см. рис. 4), определяющим величину параметра неоднородности  $\xi = V_1(0)/V_1$ . При этом можно рассматривать плоский диод с однородным уменьшенным внешним полем

$$E(z, t) = -(1 - \xi)(V_0 + V_1 \cos \omega t) / d + \hat{E}(z, t) \quad (22)$$

и конечной начальной скоростью частиц на катоде

$$v(0, t_{0i}) = v_{\max} [\xi(1 - \mu + \mu \cos \omega t_{0i})]^{1/2}. \quad (23)$$

При вычислении поля пространственного заряда, согласно (13), использовалась функция Грина плоского диода

$$\hat{E}_{ij} = \begin{cases} (1/\epsilon_0) z_j / d, & \text{при } z_j < z_i, \\ -(1/\epsilon_0)(1 - z_j / d), & \text{при } z_j > z_i, \\ (1/\epsilon_0)(z_j / d - 1/2), & \text{при } j = i. \end{cases} \quad (24)$$

Уравнения записывались в безразмерных переменных, при этом диод описывается пятью параметрами:  $\mu$  – параметр модуляции;  $\theta_m = \omega / v_{\max}$  – угол пролета при максимальной скорости  $v_{\max}$ , соответствующей максимальному потенциалу анода  $V_{\max} = V_0 + V_1$ ;  $\xi$  – параметр неоднородности поля у катода;  $\sigma = \omega_p / \omega$  – параметр пространственного заряда, определенный через плазменную частоту, соответствующую средней по МАЭЖ, но максимальной во времени плотности тока;  $\beta = -B/E_{\max}$  – параметр эмиссии при максимальном поле на катоде. При  $\xi = 0$  угол пролета  $\theta_m$  связан со средним углом пролета ступки, используемым в аналитической теории, соотношением

$$\theta_m^2 = \theta^2(1 - \mu)/4 + (\mu/4)(\alpha_1/\alpha_0)(1 - \cos \theta). \quad (25)$$

Оценка влияния неоднородности поля и параметра эмиссии дана в аналитической теории, а параметр пространственного заряда в МАЭЖ, как правило, невелик. Поэтому можно получить обобщенные численные зависимости КПД и электронной проводимости диода от коэффициента модуляции  $\mu$  и угла пролета  $\theta_m$ , построенные на рис. 7 и дающие полную картину поведения характеристик диода с полевой эмиссией электронов без учета пространственного заряда ( $\sigma^2 = 0$ ) и неоднородности поля ( $\xi = 0$ ).

При малом коэффициенте модуляции  $\mu \leq 0.01$  результаты соответствуют известной теории малого сигнала. Первая зона усиления лежит в пределах  $1.33 \leq \theta_m \leq 3.17$ , что, согласно (20), (25), соответствует невозмущенному углу пролета в статическом поле  $2.66 \leq \theta_e \approx \theta \leq 6.34$ . Максимум абсолютного значения относительной электронной проводимости составляет  $(-g_e) = 3.55$  при  $\theta_m = 2.1 \div 2.2$ .

С ростом коэффициента модуляции КПД возрастает, а относительная электронная проводимость  $g_e = G_e/G_m$  уменьшается, что получается также из приближенной нелинейной теории. Численное моделирование дает значения максимально возможного КПД  $\eta_{\max} = 31\%$  при  $\theta_m = 1.55$  и  $\mu = 0.6$ , относительная

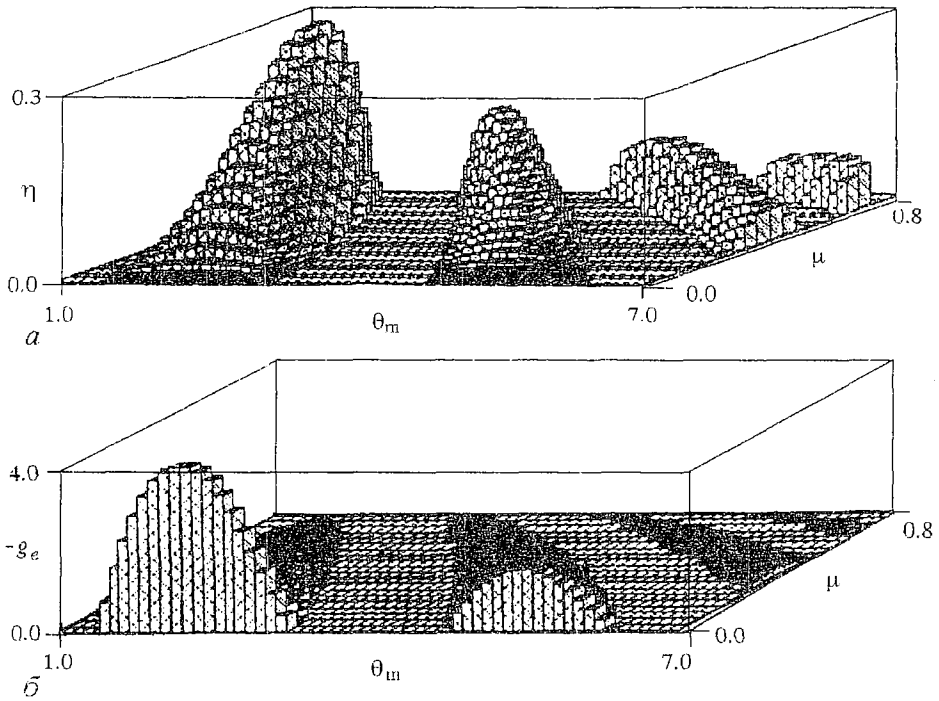


Рис. 7. КПД (а) и электронная проводимость (б) диода с МАЭК на плоскости параметров  $(\theta_m, \mu)$  при  $\beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

электронная проводимость в этой точке значительно меньше, чем при малом сигнале и составляет  $(-g_e)=0.128$ .

С дальнейшим ростом модуляции при  $\mu > 0.6$  КПД уменьшается из-за поворота части электронов к катоду. На рис. 8 представлены построенные по

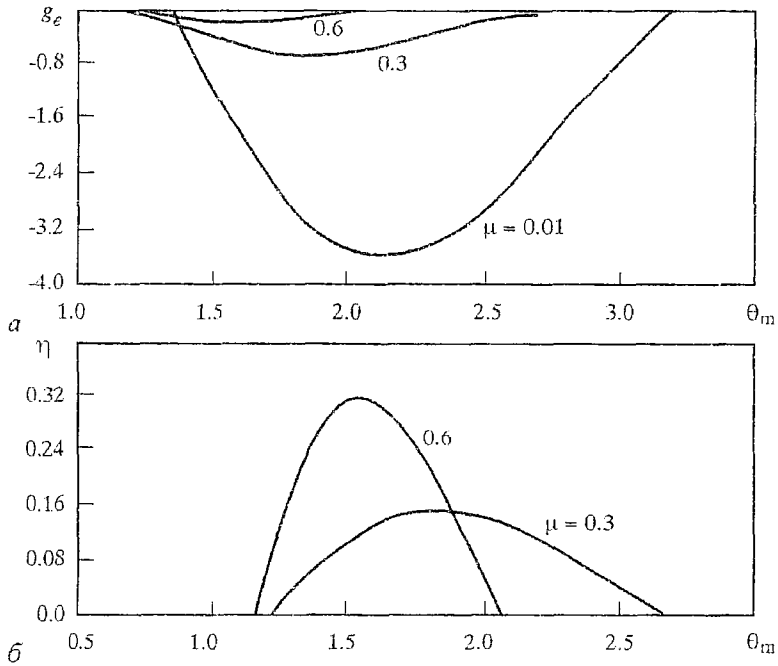


Рис. 8. Зависимость электронной проводимости (а) и КПД (б) от угла пролета  $\theta_m$  при разных коэффициентах модуляции;  $\beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

данным рис. 7 зависимости КПД и  $g_e$  от  $\theta_m$  при  $\mu=0.01, 0.3, 0.6$  в первой зоне отрицательной электронной проводимости.

Сравним теперь некоторые результаты численной и аналитической нелинейной теории. Как уже отмечалось выше, при малом сигнале ( $\mu=0.01$ ) результаты численной и аналитической теории практически совпадают. При увеличении  $\mu$  надо учитывать различие в параметрах  $\theta_m$  и  $\theta$ , входящих соответственно в численную и аналитическую теории и связанных соотношением (25). Согласно аналитической теории верхняя  $\theta_v$  и нижняя  $\theta_n$  границы первой зоны существования отрицательной электронной проводимости по углу  $\theta$  имеют значения  $\theta_v=2\pi, \theta_n=3\pi/4$ . При этом получаем

$$\theta_{mn} = \pi(1-\mu)^{1/2}, \quad \theta_{mn} \approx [1.39 - \mu(1.39 - 0.43\alpha_1/\alpha_2)]^{1/2}.$$

Эти простые выражения определяют область существования первой зоны на плоскости  $(\theta_m, \mu)$ , удовлетворительно совпадающую с численными результатами рис. 7.

Все приведенные выше результаты получены при параметре эмиссии  $\beta=6$ . Как показывают численные расчеты, при изменении этого параметра в пределах  $6 \leq \beta \leq 15$  общая картина поведения КПД и  $g_e$  в зависимости от  $\theta_m$  и  $\mu$  сохраняется, а их величина изменяется сравнительно мало, так как КПД может возрастать до 40% при  $\beta=15$ .

Влияние пространственного заряда приводит к уменьшению КПД и абсолютного значения отрицательной электронной проводимости (рис. 9).

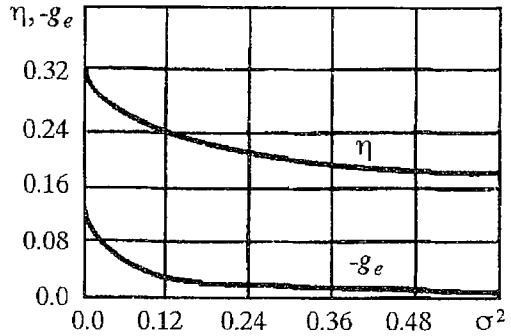


Рис. 9. Влияние пространственного заряда на КПД и электронную проводимость в точке максимального КПД;  $\theta_m=1.56, \mu=0.6, \beta=6, \sigma^2=0, \xi=0$

### 3. Высокочастотный автоэмиссионный контакт

Рассмотрим зазор между двумя проводниками, поверхность которых может быть гладкой или представлять совокупность острий, как в автоэмиссионном катоде. Если приложить к нему переменное напряжение  $V(t)=V_1 \cos \omega t$ , то при достаточно малой величине зазора  $d$  возможна полевая эмиссия с обоих проводников, то есть возникает автоэмиссионный высокочастотный контакт между проводниками. Такой зазор можно рассматривать как диод, в котором нет различия между катодом и анодом. Для определения вольтамперной характеристики контакта по переменному току используем полученные выше соотношения аналитической теории диода. При этом надо удвоить ток, так как электроны вылетают с разных электродов в разных фазах поля. Поскольку статического поля нет  $E_0=0, V_0=0$ , то имеем  $\mu=1$  и получаем следующие выражения для коэффициента взаимодействия  $M_0$ , электронной проводимости контакта  $Y_e$  и амплитуды первой гармоники наведенного тока  $I_1$ :

$$M_0 = (1+\cos\theta)/2 + i(\theta - \sin\theta \cos\theta)/(1-\cos\theta), \quad Y_e = G_e - iB_e = 2S[|j_{\max}|/V_1]\alpha_1 M, \quad (26)$$

$$I_1 = Y_e V_1 = 2SA(V_1/d)^2 \exp(-Bd/V_1)\alpha_1 M, \quad (27)$$

где  $S$  — эффективная площадь контакта. Угол пролета  $\theta$  определяется законом движения сгустка (18), который при  $V_0=0$  имеет вид

$$z = [-e/(m_e \omega^2 d)] V_1 (\alpha_1 / 2\alpha_0) (1 - \cos \theta_0). \quad (28)$$

При  $z=d$  найдем  $\theta = \theta_0(d)$

$$\cos \theta = 1 - 2V_{\text{пор}}/V_1, \quad \text{где } V_{\text{пор}} = [m_e \omega^2 / (-e)] \alpha_0 / \alpha_1 \quad (29)$$

– пороговое значение напряжения. Если  $V_1 < V_{\text{пор}}$ , то сгусток не долетает до противоположного электрода и  $I_1 = 0$ . Из соотношений (26)–(29) получаем следующее выражение для вещественной части характеристики контакта по переменному току:

$$I_1 = (2SA/d^2) \exp(-Bd/V_1) \alpha_1 V_1 (V_1 - V_{\text{пор}}), \quad V_1 > V_{\text{пор}}. \quad (30)$$

При  $\omega \rightarrow 0$  эта характеристика переходит в обычный закон Фаулера – Нордгейма. С ростом частоты пороговое значение напряжения поля и относительная крутизна характеристики возрастают, что может быть полезным в некоторых применениях.

#### 4. ЛОВ с автомодуляцией эмиссии (карсинотрод)

В обычном карсинотроне (ЛОВ) электроны взаимодействуют с обратной электромагнитной волной, поток энергии которой направлен от коллектора к катоду и амплитуда волны возрастает в этом же направлении. При этом электроны группируются в сильном поле в начале замедляющей системы, а образовавшиеся сгустки отдают свою энергию более слабому полю в конце замедляющей системы, что снижает эффективность взаимодействия. Поэтому ЛОВ имеет значительно меньший КПД, чем ЛБВ, где амплитуда волны нарастает в направлении движения электронов. Для увеличения КПД ЛОВ предлагались различные методы. Например, увеличение сопротивления связи замедляющей системы к концу лампы.

Новые возможности открываются при использовании модуляции эмиссии электронов на катоде высокочастотным полем, когда сгустки электронов образуются непосредственно на катоде. Например, применение этого принципа в клистроне позволило создать клистрод, в котором образующиеся на катоде сгустки электронов после пролета пространства дрейфа отдают свою энергию полю выходного резонатора [18]. Модуляция эмиссии оказывается особенно эффективной при использовании катодов с полевой эмиссией ввиду резкой зависимости тока эмиссии от поля на катоде.

В работах [8,13] предложен новый вариант приборов – ЛОВ с автомодуляцией эмиссии генерируемым в приборе высокочастотным полем (карсинотрод). Для автомодуляции эмиссии на катод передается высокочастотное выходное поле замедляющей системы. Для этого используются дополнительные электроды или волноведущие структуры, образующие цепь обратной связи между замедляющей системой и катодом (КОС – катодная обратная связь). Конкретный вид КОС зависит от типа применяемой замедляющей системы и катода. В некоторых случаях катод может быть погружен в замедляющую систему.

В результате модуляции эмиссии на катоде создается высокочастотный ток, а при большой выходной мощности образуются сгустки электронов, попадающие при влете в замедляющую систему в сильное высокочастотное поле обратной волны. Поэтому при правильной фазировке этих сгустков относительно поля с помощью КОС они отдают свою энергию полю с высоким КПД, превышающим КПД обычной ЛОВ. Важно, что выбором КОС можно обеспечить широкую полосу электронной перестройки частоты, присущую ЛОВ.

Ниже дана приближенная нелинейная теория и приведены результаты численного моделирования карсинотрода, базирующиеся на развитых выше методах.

Нелинейное взаимодействие электронов и поля в карсинотроде описывается такими же уравнениями, как и в обычной ЛОВ. Отличие состоит в том, что на входе в замедляющую систему задан высокочастотный ток. Его амплитуда и фаза определяются законом эмиссии электронов с катода и цепью обратной связи. Если



используется катод с полевой эмиссией электронов, то входной ток  $J(t_0)=j(0,t_0)S$  определяется законом Фаулера – Нордхейма (3). Считая, что  $z=0$  соответствует началу замедляющей системы (рис. 10), в (3) вместо  $E(0,t)$  надо подставить поле на катоде  $E_c(t_0)$ , определяемое соотношением

$$E_c(t_0)=E_0 + |K_{cf}|E(0)\cos(\omega t_0 - \theta_{cf}), \quad (31)$$

где  $E(0)\cos\omega t_0$  – поле замедляющей системы при  $z=0$ ;  $K_{cf} = |K_{cf}|\exp(i\theta_{cf})$  – коэффициент катодной обратной связи;  $E_0$  – статическое поле, действующее на катод со стороны сетки и анода. Коэффициент модуляции  $\mu$ , определяющий величину модуляции тока на катоде, имеет при этом вид

$$\mu = \frac{|K_{cf}|E(0)}{E_0 + |K_{cf}|E(0)}.$$

Значение  $\mu=0$  соответствует обычной ЛОВ без модуляции эмиссии.

Комплексная амплитуда поля  $E$  обратной волны определяется уравнением возбуждения

$$dE/dz - ihE = 1/2 Kh^2 J_1, \quad (32)$$

где  $h$ ,  $K$  – волновое число и сопротивление связи обратной волны. Поле пространственного заряда не учитываем.

Уравнения (8)–(10), (32) имеют интеграл, выражающий закон сохранения энергии. Он имеет вид

$$P_k(z) - P_k(0) = \frac{|E(z)|^2 - E^2(0)}{2Kh^2}, \quad (33)$$

если пренебречь затуханием волны в замедляющей системе без электронного пучка. В этом случае электронный КПД  $\eta_e$  и полевой КПД  $\eta_F$  совпадают при любом  $z$

$$\eta_e(z) = \frac{P_k(0) - P_k(z)}{P_k(0)}, \quad \eta_F(z) = \frac{E^2(0) - |E(z)|^2}{2Kh^2 J_0 U_e}, \quad \eta_e(z) = \eta_F(z), \quad (34)$$

где  $J_0$  – средний ток пучка;  $V_e$  – ускоряющее напряжение, определяющее скорость электронов  $v_e$  при  $z=0$ .

Для получения аналитических соотношений учтем, что при достаточно большом коэффициенте модуляции  $\mu_0 > 0.3 \div 0.5$  в замедляющую систему влетают узкие сгустки электронов. При этом можно приближенно рассматривать движение этих сгустков в замедляющей системе без учета их деформации, как это делалось при расчете СВЧ-диода. Тогда нелинейные уравнения карсинотрода имеют аналитическое решение, которое позволяет найти КПД взаимодействия сгустков и обратной волны. Как и при расчете диода, в выражении (7) для текущей фазы электрона пренебрежем величиной  $\tilde{v}(z,t_0)$ , определяющей изменение формы сгустка при его движении в замедляющей системе. Тогда закон сохранения энергии (33) примет вид

$$1 - \frac{1}{[1+C(d\vartheta_0/d\xi)]^2} = \frac{C}{\alpha_0} \frac{F^2(0) - |F(\xi)|^2}{2}, \quad (35)$$

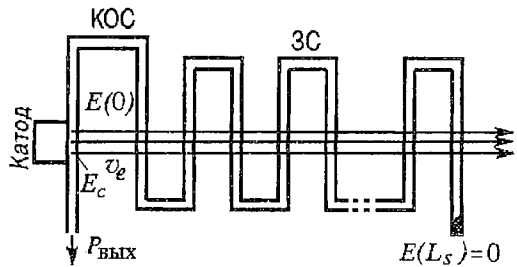


Рис. 10. Схема карсинотрода

где использованы следующие обычные безразмерные величины:

координата  $\zeta = Ch_e z = 2\pi C(z/\lambda_e)$ ,  $h_e = 2\pi/\lambda_e = \omega/v_e$ ;  
 амплитуда поля  $F = |F|\exp(i\alpha) = e/(m_e \omega U_e C^2) E \exp(-ih_e z)$ ,  $\alpha(0) = 0$ ;  
 параметр усиления  $C = K|J_{\max}|/(4V_e) \cdot (h/h_e)^2 \approx K|J_{\max}|/(4V_e)$ ;  
 средний ток  $I_0 = J_0/J_{\max} = \alpha_0$ .

Вводя также безразмерную первую гармонику тока  $I_1 = J_1/J_{\max} = |I_1|\exp(i\psi_1)$  и параметр скорости  $b = (h - h_e)/(Ch_e)$ , запишем уравнение возбуждения (32) в виде

$$dF/d\zeta - ibF = I_1. \quad (36)$$

Это комплексное уравнение сводится к двум вещественным

$$d|F|/d\zeta = |I_1|\cos\varphi, \quad (37)$$

$$d\varphi/d\zeta = -b + d\psi_1/d\zeta - |I_1|/|F|\sin\varphi, \quad (38)$$

где  $\varphi = (\psi_1 - \alpha)$  – разность фаз между током и полем. Пренебрегая изменением формы сгустка электронов, имеем  $|I_1| \equiv |I_1(0)| = \alpha_1$ ,  $\psi_1 = \psi_1(0) + \vartheta_0(\zeta)$ . В этом случае из уравнений (37), (38) получим уравнение

$$d(\sin\varphi)/d|F| = -\sin\varphi/|F| - (b - d\vartheta_0/d\zeta)/\alpha_1, \quad (39)$$

которое вместе с законом сохранения энергии (35) имеет аналитическое решение. В режиме генерации поле обращается в нуль на коллекторном конце лампы при  $\zeta = \zeta_s$ , и решение имеет вид

$$\sin\varphi = x\{\sin\varphi_0 + (2\alpha_0)^{1/2}/(\alpha_1 C^{3/2})[\eta^{1/2}/(1-\eta(1-x^2)) + (1-\eta)^{1/2}]^{1/2} - [1 - (1-\eta)^{1/2}/\eta^{1/2}]\}, \quad (40)$$

где  $x = |F|/F(0)$ . При этом выполняется также условие генерации

$$[\alpha_1 C^{3/2}/(2\alpha_0)^{1/2}]2\eta^{1/2}\sin\varphi_0 + 2[(1-\eta)^{1/2} - 1] + \eta(1+Cb) = 0. \quad (41)$$

Начальное значение разности фаз тока и поля определяется цепью обратной связи.

$$\varphi_0 = \psi_1(0) - \alpha(0) = \theta_{cf}, \quad (42)$$

а полный КПД карсинотрода  $\eta$  связан с полем  $F(0)$  соотношением

$$h = CF^2(0)/(2\alpha_0).$$

Полная безразмерная длина замедляющей системы связана с полем и КПД уравнением (37), которое приводит к эллиптическому интегралу

$$\zeta_s = (F(0)/\alpha_1) \int_0^1 dx/(1 - \sin^2\varphi)^{1/2}. \quad (43)$$

Система уравнений (40), (41) позволяет определить КПД и частоту генерации карсинотрода в зависимости от параметра усиления  $C$ , фазы катодной обратной связи  $\theta_{cf}$  и коэффициента модуляции  $\mu$  (так как  $\alpha_0 = \alpha_0(\mu)$ ,  $\alpha_1 = \alpha_1(\mu)$ ).

Рассмотрим случай небольших  $C \leq 0.1$ , предполагая, что  $\eta \leq 0.3$ . Тогда соотношения (40), (41) можно упростить путем разложения в ряд Тейлора по  $\eta$ . В результате получим

$$\sin\varphi = x[\sin\varphi_0 - F^3(0)(x^2 - 1)/(16\alpha_1\alpha_0)], \quad (44)$$

$$\sin\varphi_0 + F(0)/(2\alpha_1)[b - F^2(0)/(8\alpha_0)] = 0. \quad (45)$$

Соотношение (44) определяет максимально возможный КПД карсинотрода. Действительно, из него следует, что

$$F^3(0)/(16\alpha_0\alpha_1) \leq (1 - x\sin\varphi_0)/[x(1 - x^2)].$$

Минимум правой части неравенства получается в некоторой точке  $0 \leq x = x_m \leq 1$ , которая и определяет максимально возможное значение поля  $F_m(0)$  и КПД  $\eta_m$

$$\sin\varphi_0 = (3x_m^2 - 1)/(2x_m^3), \quad F_m(0) = 2(\alpha_0\alpha_1)^{1/3}/x_m, \quad (46)$$

$$\eta_m/C = F_m^2(0)/(2\alpha_0) = 2\alpha_1^{2/3}/(x_m^2\alpha_0^{1/3}).$$

Условие (45) определяет необходимый параметр скорости  $b$ , то есть отклонение частоты генерации от частоты, определяемой точным синхронизмом электронов и обратной волны.

При численном моделировании нелинейные уравнения карсинотрода записывались для безразмерных переменных и решались методом частиц. Начальная модуляция электронного пучка по току рассчитывалась по закону (3). Параметр усиления  $C$  вычислялся для максимального тока пучка  $J_{\max}$ , который определяется максимальным полем на катоде  $E_{\max} = E_0 + |k_c|E(0)$ . При решении уравнений задавались параметр усиления  $C$ , коэффициент модуляции  $\mu$ , фаза обратной связи  $\theta_{cf}$ , а также величина начального поля  $F(0)$ . Для нахождения режима генерации подбирался параметр скорости  $b$ , при котором  $F(\zeta) = 0$  на длине  $\zeta = \zeta_s = 2\pi CN$ , где  $N = l/\lambda_e$  — число электронных волн на полной длине замедляющей системы  $l$ . Увеличивая  $F(0)$ , можно найти максимальное значение поля  $F_m(0)$  (и соответственно максимальный КПД  $\eta_m$ ), при превышении которого генераторный режим невозможен, то есть  $F(\zeta) \neq 0$ .

На рис. 11, 12 приведены результаты численного моделирования при  $C = 0.1$ . Параметр скорости  $b$  для карсинотрода (кривые  $\mu = 0.5, 0.95$ ) минимален при некотором  $F(0)$  (см. рис. 11), то есть в отличие от обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) частота генерации наиболее близка к частоте синхронизма электронов и обратной волны при среднем значении выходной мощности, соответствующей этому  $F(0)$ . Заметим, что результаты численного моделирования хорошо подтверждают аналитическое условие генерации (45). Согласно аналитическим соотношениям (20)

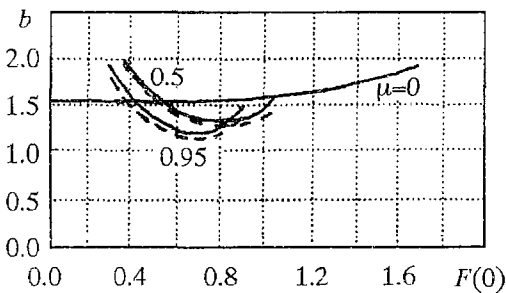


Рис. 11. Зависимость параметра скорости от поля в карсинотроде ( $\mu = 0.5; 0.95$ ) и обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) для:  $B/E_{\max} = 6$ ,  $\theta_{cf} = -\pi/2$ ,  $C = 0.1$

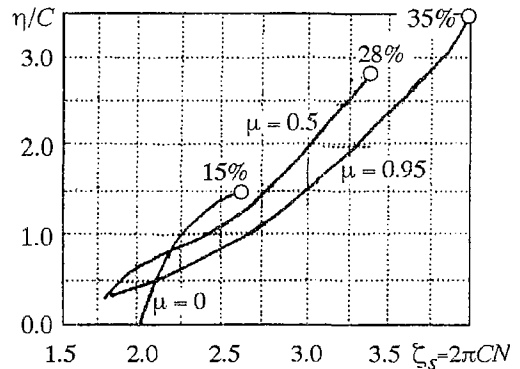


Рис. 12. КПД и полная безразмерная длина карсинотрода ( $\mu = 0.5; 0.95$ ) и обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) для:  $B/E_{\max} = 6$ ,  $\theta_{cf} = -\pi/2$ ,  $C = 0.1$

максимальный КПД получается при  $\varphi_0 = \theta_{cf} = -\pi/2$  (когда  $x_m = 0.5$ ). Найденные численно зависимости КПД от длины для этого случая (см. рис. 12) показывают возможность получения максимального КПД карсинотрода  $\eta_m = 28\%$  при  $\mu = 0.5$  и  $\eta_m = 35\%$  при  $\mu = 0.95$ , тогда как в обычной ЛОВ ( $\mu = 0$ ) имеем  $\eta_m = 15\%$ .

Численное моделирование показывает также уменьшение  $\eta_m$  с изменением  $\theta_{cf}$  от  $-\pi/2$  до  $-3\pi/2$ , что соответствует аналитической теории. Аналитические соотношения (44), (45) дают, однако, завышенные значения  $\eta_m$ . Они могут быть уточнены при использовании более строгих соотношений (40), (41).

Используя обобщенные кривые рис. 11, 12, можно получить также различные характеристики карсинотрода – зависимость КПД от тока, напряжения и др. КПД карсинотрода ограничен из-за смещения сгустков электронов в ускоряющую фазу поля обратной волны. Для увеличения КПД надо уменьшать фазовую скорость волны вдоль замедляющей системы, чтобы сгустки электронов оставались в тормозящем поле. При этом разность фаз между первой гармоникой тока и полем должна лежать в пределах  $\pi/2 \leq \varphi = \psi_1 - \alpha \leq 3\pi/2$ . Положим

$$\varphi \equiv \varphi_0 = \theta_{cf}, \quad (47)$$

а уравнение (38) будем использовать для вычисления закона изменения параметра скорости  $b$  вдоль замедляющей системы.

Аналитическая теория, в которой предполагается  $|I_1| \equiv |I_1(0)| = \alpha_1$ , дает в этом случае, согласно уравнению (37),

$$|F| = F(0) + \alpha_1 \cos \varphi_0 \zeta = F(0)(\zeta_s - \zeta), \quad \zeta_s = -F(0)/(\alpha_1 \cos \varphi_0), \quad (48)$$

$$b = d \vartheta_0 / d\zeta - (\alpha_1 / |F|) \cdot \sin \varphi_0, \quad (49)$$

где  $d\vartheta_0/d\zeta$  определяется законом сохранения энергии (35). Таким образом, поле изменяется линейно вдоль замедляющей системы. Наиболее эффективная передача энергии от сгустка к полю получается при  $\varphi_0 = \pi$ , когда сгусток находится в максимуме тормозящего поля. При этом параметр скорости  $b$  и фазовая скорость  $v_{ps}$  в конце замедляющей системы согласно (23), (10) имеют значения

$$b_s = (\eta/C) / \{ (1-\eta)^{1/2} [1 + (1-\eta)^{1/2}] \}, \quad v_e / v_{ps} = 1 + C b_s. \quad (50)$$

Отсюда видно, что максимальный КПД, согласно аналитической теории, ограничивается возможностями изменения фазовой скорости, например,

$$v_e / v_{ps} = 1.82 \quad \text{при } \eta = 0.7,$$

$$v_e / v_{ps} = 3.16 \quad \text{при } \eta = 0.9.$$

Эти результаты были уточнены путем численного моделирования. При этом, как и в аналитической теории, полагалось  $\varphi \equiv \varphi_0$ , а уравнение (38) использовалось для вычисления  $b$ . Распределение поля и первой гармоники тока вдоль изофазного карсинотрода приведены на рис. 13 при  $\varphi_0 = \pi$ . Поле изменяется почти линейно, амплитуда тока уменьшается к коллекторному концу. При большом КПД некоторые электроны могут останавливаться и

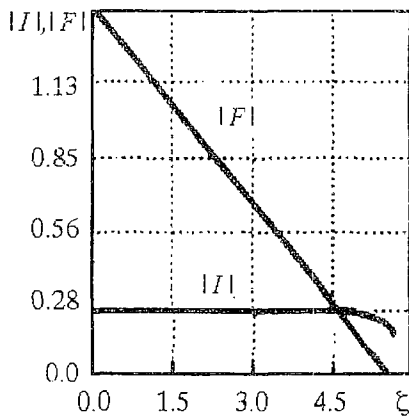


Рис. 13. Распределение поля  $F$  и первой гармоники тока  $I$  вдоль изофазного карсинотрода

поворачивать к пушке. Эти явления не описываются исходным уравнением движения и закон сохранения энергии в форме (33) нарушается, получается  $\eta_e \neq \eta_r$ . Поэтому при численном моделировании изофазного карсинотрода поле  $F(0)$  увеличивалось до значения  $F_m(0)$ , при котором еще выполняется условие  $\eta_e = \eta_r$ , и по  $F_m(0)$  находился максимально возможный КПД. Приведем результаты расчета двух вариантов при  $\mu=0.95$ ,  $\varphi_0 = \pi$

$$\eta=44\%, \quad 2\pi CN=6.9 \text{ при } C=0.05; \quad \eta=65\%, \quad 2\pi CN=6.0 \text{ при } C=0.1.$$

В общем случае можно не использовать условие (47), а подбирать закон изменения  $\varphi(\zeta)$  и соответствующий закон изменения  $b$ , обеспечивающие удержание большинства электронов в тормозящемся сгустке и дальнейшее повышение КПД.

Рассмотрим теперь возможность перестройки частоты в карсинотроде. В ЛОВ перестройка частоты осуществляется изменением ускоряющего напряжения  $V_e$  между катодом и замедляющей системой. Частота генерации  $\omega$  определяется условием синхронизма

$$v_e = v_p(\omega)(1 + Cb), \quad (51)$$

где  $v_p(\omega)$  – фазовая скорость обратной волны. В карсинотроде надо обеспечить еще необходимую фазу обратной связи  $\theta_{cf}(\omega)$  во всей полосе электронной перестройки частоты. Покажем, что это возможно сделать на примере изображенной на рис.10 замедляющей системы типа изогнутой длинной линии. Пусть образованный на катоде сгусток электронов влетает в замедляющую систему ( $z=0$ ) в максимуме тормозящего ВЧ поля. Это максимальное значение поля будет передано на катод через время  $t_{cf} = S_{cf}/c$ , где  $S_{cf}$  – длина витка длинной линии от начала замедляющей системы ( $z=0$ ) до катода. При этом поле на катоде будет ускоряющим из-за геометрического поворота линии и из катода вылетит следующий сгусток. Время его пролета до замедляющей системы можно записать как  $t_c = L_c \gamma / v_e$ , где  $\gamma$  определяется распределением статического потенциала на отрезке  $L_c$  между катодом и замедляющей системой. В стационарном режиме этот сгусток опять должен попасть в максимум тормозящего ВЧ поля, то есть должно выполняться условие положительной обратной связи

$$\omega t_{cf} + \omega t_c = 2\pi n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (52)$$

Поскольку время пролета сгустка  $t_c$  зависит от напряжения  $V_e$  и следовательно от частоты  $\omega$ , то при определенных условиях это соотношение для замедляющих систем с обратной волной может выполняться в широкой полосе частот. Действительно, в простейшем случае фазовая скорость обратной волны определяется соотношением

$$c/v_p = \lambda L - S_L/L, \quad (53)$$

где  $L$  – период системы,  $S_L$  – длина изогнутой длинной линии на одном периоде. В результате из соотношений (51) – (53) получаем условие возможности перестройки частоты карсинотрода

$$S_{cf}/\lambda + (1 - S_L/\lambda)L_c\gamma/[L(1+Cb)] = n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (54)$$

Поскольку  $C \ll 1$ , то оно будет выполняться в широкой полосе частот, если размеры цепи обратной связи и замедляющей системы связаны соотношениями

$$S_{cf} = nS_L, \quad L_c\gamma/L = n. \quad (55)$$

Таким же образом и для других замедляющих систем можно выбрать цепь

обратной связи, обеспечивающую широкую полосу электронной перестройки частоты. Можно показать также, что это свойство будет сохраняться и в изофазных карсинотродах с высоким КПД, если изменять фазовую скорость обратной волны вдоль замедляющей системы при выполнении дополнительных условий на ее размеры.

### 5. Фрактальный автоэмиссионный катод

В приборах с полевой эмиссией электронов важное значение имеет не только увеличение тока с катода, но и электронной проводимости пучка – отношения тока к напряжению, которая непосредственно влияет, например, на характеристики рассмотренного выше СВЧ диода. При этом важное значение имеет коэффициент усиления электрического поля на остриях, с которых происходит эмиссия электронов. Для увеличения коэффициента усиления уменьшают толщину вершины острия, она достигает 0.05 мкм в решетках полевых эмиттеров с сеточным электродом (МАЭК) и может быть еще меньше при использовании углеродных или алмазных бессеточных катодных структур с полевой эмиссией и с «длинными» (20–200 мм) остриями [5,9].

В работе [14] предложен другой путь увеличения коэффициента усиления поля с помощью формирования фрактальной (точнее предфрактальной [19]) поверхности катода из двух или более ступеней. Такая поверхность состоит из выступов первой ступени, на которых расположены еще более мелкие острия второй ступени, на них могут быть расположены еще более мелкие острия и т.д. Выступы могут представлять собой усеченные конусы, цилиндры, ребра, а на последней  $N$ -й ступени это эмитирующие острия.

Рассмотрим коэффициент усиления поля на такой поверхности, следуя [14]. Возьмем диод, на одном из электродов которого расположены усеченные конусы или цилиндры с шагом  $L$  (рис. 14), расстояние от вершины конуса до противоположного электрода (анода)  $d > L$ .

Пусть сначала  $h_1 = h_2 = \dots = 0$ . Тогда катод является плоскостью, расположенной на расстоянии  $d$  от анода, однородное электрическое поле между катодом и анодом имеет величину  $E_0 = V/d$ , где  $V$  – напряжение на аноде.

В одноступенчатой структуре  $h_1 \neq 0$ ,  $h_2 = h_3 = \dots = 0$ , при этом поле концентрируется на выступах 1-й ступени. Выступы могут быть прямоугольными, как изображено на рис. 14, или иметь форму трапеции, усеченного конуса и др. Для простоты будем считать, что в любом случае вершина выступа имеет плоскую

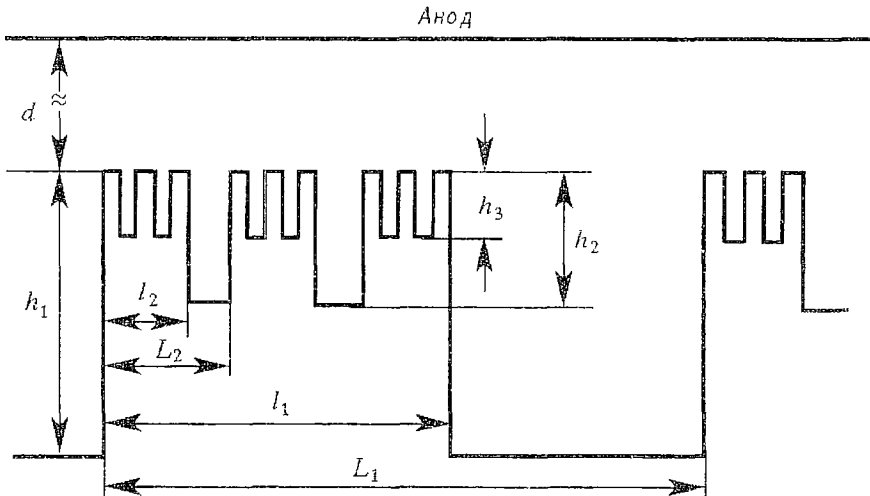


Рис. 14. Катод с фрактальной поверхностью

часть шириной  $l_1$  для 1-й ступени. Тогда вблизи вершины на расстояниях  $d_1 < l_1$  электрическое поле  $E_1$  будет приблизительно однородным, перпендикулярным поверхности вершины, а его величину можно записать в виде  $E_1 = K_1 E_0$ , где  $K_1$  – коэффициент усиления электрического поля на 1-й ступени, определяемый формой и размерами выступов, шагом их расположения  $L_1$ . Грубо можно считать, что

$$K_1 = \chi_1^{(2)} L_1 / l_1 \quad \text{или} \quad K_1 = \chi_1^{(3)} (L_1 / l_1)^2$$

для двумерных и трехмерных выступов, соответственно, где коэффициенты  $\chi_1^{(2)} < 1$ ,  $\chi_1^{(3)} < 1$  учитывают рассеяние силовых линий на боковых поверхностях выступов. Расчеты электростатического поля показывают, что значения  $K_1$  могут составлять от нескольких единиц до десятков.

Перейдем теперь к двухступенчатой структуре  $h_1 \neq 0$ ,  $h_2 \neq 0$ ,  $h_3 = h_4 = \dots = 0$  и допустим, что на вершине одного выступа 1-й ступени размещено несколько выступов 2-й ступени. Тогда на расстоянии  $d_1 > L_2$  от вершины поле  $E_1$  останется приблизительно однородным, а ближе к вершине силовые линии поля  $E_1$  концентрируются на выступах 2-й ступени, где образуется усиленное поле 2-й ступени  $E_2 = K_2 E_1$ , коэффициент усиления которого  $K_2$  определяется формой, размерами и шагом расположения выступов 2-й ступени.

Продолжая те же рассуждения для 3-й и следующих ступеней, получим простой закон: полный коэффициент усиления электрического поля на фрактальной многоступенчатой поверхности равен произведению коэффициентов усиления отдельных ступеней

$$K = K_1 K_2 K_3 \dots \quad (56)$$

Если острия разных ступеней подобны, то при определенных условиях на размеры имеем  $K_1 = K_2 = K_3 = \dots$  и возможно значительное усиление поля даже для двухступенчатой структуры. Важно отметить, что если минимальный размер острий 2-й или  $N$ -й ступени технологически ограничен, то для увеличения коэффициента усиления можно увеличивать размеры предыдущих ступеней.

Полученные соотношения позволяют объяснить некоторые известные экспериментальные результаты для углеродных катодов, а также влияние микроострий, расположенных на металлических остриях.

В работах [20,21] приведены результаты экспериментального исследования

матричных углеродных катодов с полевой эмиссией. В этих катодах углеродные выступы имеют вид усеченных конусов, с размерами, указанными на рис. 15. При приближении анода к вершинам конусов на небольшое расстояние  $d = 5$  мкм сравнимое с  $l_1 = 3$  мкм измеренный коэффициент усиления поля имеет величину  $K_2 = 41$ . Это указывает на то, что на вершине углеродного конуса имеются микроострия, составляющие 2-ю ступень поверхности и приводящие к усилению  $K_2$ . Если же удалить анод от катода на расстояние  $d = 200$  мкм значительно большее  $L = 20$  мкм и считать поверхность конусов гладкой, то рассчитанное электростатическое поле в такой структуре имеет эквипотенциали, показанные на рис. 15, и коэффициент

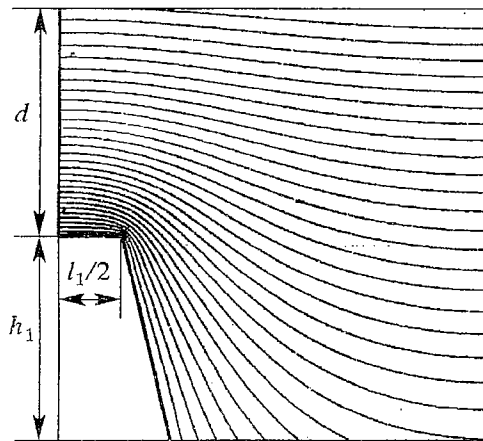


Рис. 15. Эквипотенциали электрического поля вблизи гладкой вершины усеченного конуса 1-й ступени со следующими размерами (мкм):  $d > 50$ ,  $l_1 = 3$ ,  $L_1 = 20$ ,  $h_1 = 15$  [20,21]; коэффициент усиления поля  $K_1 = 3.35 \pm 8$

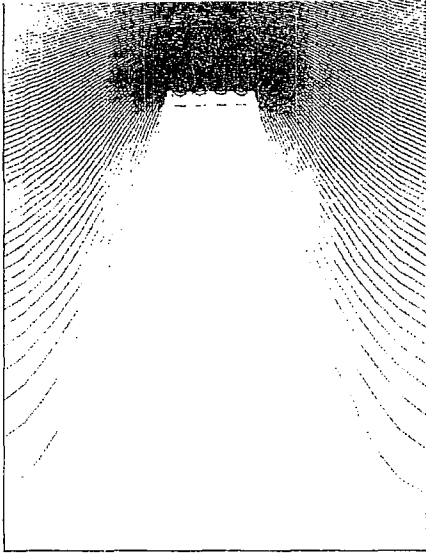


Рис. 16. Эквипотенциали электрического поля в трехступенчатой фрактальной структуре

ления, согласно (56), имеет величину  $K=K_1K_2=137\div 328$ , что хорошо согласуется с измеренным в [22] значением  $K=261$ .

На рис. 16 приведена картина эквипотенциальных линий поля в двумерной трехступенчатой фрактальной структуре с ребрами. Для расчета электрического поля использовалась модифицированная вычислительная программа на основе метода сеток с последовательным переходом от крупной к мелкой сетке (алгоритм «лупы»). Она позволяет с большой точностью рассчитать поле вблизи острий. Проведенный расчет также подтверждает установленную закономерность. В изображенной структуре, состоящей из трех подобных ступеней, расчет одной ступени дает в середине ребра  $K_1\approx 1.75$ , в целом на трех ступенях  $K\approx 6.4$ .

### Заключение

Приведенные результаты показывают, что нелинейные процессы в вакуумных микроэлектронных структурах могут значительно отличаться от процессов в обычных приборах СВЧ. Эти отличия связаны не только с малыми размерами и особой конфигурацией структур, но и с модуляцией эмиссии высокочастотным полем, которая особенно заметна при использовании автоэмиссионных катодов. Модуляция эмиссии в ряде случаев оказывает главное влияние на формирование электронных сгустков, что приводит к качественному изменению механизма работы приборов. Вакуумные СВЧ-диоды с автоэмиссионными катодами в режимах большой модуляции аналогичны лавинно-пролетным диодам, при отсутствии статического поля в них возможен высокочастотный автоэмиссионный контакт. Лампа обратной волны при автомодуляции эмиссии полем обратной волны приобретает новые свойства, позволяющие эффективно использовать механизм изофазного повышения КПД до 60–70%.

Использование известных в настоящее время МАЭК с плотностью тока в десятки и сотни  $A/cm^2$  или предложенных фрактальных катодов позволяет ожидать реализации рассмотренных здесь вариантов приборов с указанными параметрами.

Автор благодарен Т.М. Андреевской, А.Н. Родионову и Д.А. Савенкову за помощь в подготовке статьи и проведении расчетов.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты №96–15–96543 и №97–02–16577.*

### Библиографический список

1. Phillips P.M., Neidert R.E., Hor C., Spindt C.A. Design projection for F.E.triode using low capacitance spindt structures // 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.155.



2. *Solntsev V.A.* Possibility of amplification of microwaves using the negative conduction of an electron beam (polytron) // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1993. Vol.11, № 2 (Mar/Apr). P.484.

3. *Galdetsky A.V., Solntsev V.A., Stepanchuk V.V.* The processes of microwave generation and amplification in structures with medium electron transit angles // 7th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Grenoble, France, July 4–7, 1994. P.286.

4. *Yokoo K., Ishihara T.* Field-emitting monotron for THz emission // Eighth Int. Vacuum Microelectronics Conf. Portland, USA, July 30 – August 3, 1995. Technical Digest. P.123.

5. *Солнцеv В.А., Галдецкий А.В., Клееv А.И.* Приборы вакуумной СВЧ микроэлектроники со средним углом пролета // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я школа-семинар. Кн. 1. Т. 1. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. С.76.

6. *Yokoo K., Shimawaky H., Ono S.* Proposal of a high efficiency microwave power source using a field emission array: 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.153.

7. *Ryskin N.M.* Efficiency of the klystrode with field emission cathode array // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.606.

8. *Солнцеv В.А.* Взаимодействие электронов и поля в многозакорных структурах с модуляцией эмиссии электронов // Тез. докл. Междунар. научно-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения», Саратов, 10–12 сентября 1996. Ч.1. С.18.

9. *Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В.* Лекции по сверхвысокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996.

10. *Solntsev V.A.* Nonlinear electron conductance and avalanche transit-time effects in the field emission diode // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.571.

11. *Солнцеv В.А., Савенков Д.А.* Траекторный анализ нелинейных процессов преобразования энергии в СВЧ диодах с полевой эмиссией электронов // Тез. докл. ЛП научная сессия, посвященная Дню радио. М., 1997. Ч.П. С.12.

12. *Родионов А.Н., Солнцеv В.А.* Расчет электростатических полей в сложных структурах с большим разбросом размеров // Тез. докл. Междунар. научно-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения», Саратов, 10–12 сентября 1996. Ч.1. С.112.

13. *Solntsev V.A.* Carcinotrode – the BWO with the automodulation of the cathode emission // 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Kyongju, Korea, August 17–21, 1997. P.730.

14. *Solntsev V.A.* The electric field gain in the cathode with fractal multistep surface // 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Kyongju, Korea, August 17–21, 1997. P.349.

15. *Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М.: Сов. Радио, 1968.

16. *Шарбонье Ф.М., Барбур Дж.Р., Гаррет Л.Ф., Дайк В.П.* Исследование природы и прикладных свойств холодной эмиссии на СВЧ // ТИИЭР. 1963. Т.51, № 7. С.989.

17. *Galdetsky A.V.* RF properties of FEC diode and microwave generation // 6th Int. Vacuum Microelectronics Conf. Newport, USA, July 12–15, 1993. Technical Digest. P.128.

18. *Прист В.Х., Шредер М.Б.* Клистрод – необычная мощная лампа, потенциально пригодная для ТВ-вещания в УВЧ диапазоне // ТИИЭР. 1982. Т.70, № 11. С.84.

19. *Федер Е.* Фракталы. М.: Мир, 1991.

20. *Gulyaev Yu.V., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V. and et al.* Emission of low-voltage multi-tip carbon matrices coated by carbon clusters // 9th Int. Vacuum Microelectronics Conf. St. Petersburg, Russia, July 7–12, 1996. P.519.

21. *Григорьев Ю.А.* Матричные углеродные автоэмиссионные катоды –

экспериментальные результаты и перспективы применения в приборах СВЧ // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике. 10-я школа-семинар. Кн. 1. Т. 2. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996. С.143.

*Московский  
государственный институт  
электроники и математики*

*Поступила в редакцию 16.01.98*

## THE NONLINEAR PHENOMENA IN VACUUM MICROELECTRONIC STRUCTURES

*V.A.Solntsev*

The results of researches of physical processes in vacuum microelectronics structures with matrixes field emission of cathodes (FEA) are given. A number of theory methods, nonlinear phenomena and structures known earlier and offered recently are considered: calculation of harmonics of a current and decision of the equations of a electrons movements in structures with modulation of emission, microwave diode with FEA, high-frequency field emission contact, BWO with auto modulation of emission (carcinotrode), fractal field emission the cathode. The general approaches to construction of the analytical and numerical theory of devices with modulation of emission are developed. The classification of modes of operations of the diode with FEA is given and the complete picture of behavior of efficiency and electronic conductivity of the diode with FEA in modes without cutoff and with the current cutoff is received; the limiting efficiency makes 30–40 %. The influence of heterogeneity of a field at the cathode is considered. The opportunity of existence of the high-frequency field emission contact between two conductors is shown with absence of a static field, the characteristic distinguished from the F–N law is found. The nonlinear theory of BWO with automodulation of emission by a field of a return wave is offered and the opportunity of essential increase of efficiency from 15 % in usual BWO up to 35 % in carcinotrode is shown with the conservation of electronic tuning of the frequency. The opportunity of the further increase of efficiency in the isophase carcinotrode up to 60–70% is also shown. For getting of the limiting characteristics of considered structures fractal field emission cathodes with the special form of a surface are offered, the possibility of essential gain of an electrical field on tips and increase of a current for the limited voltage from such cathodes is shown.



*Солнцев Виктор Анатольевич* – родился в 1931 году в Москве, окончил физический факультет Московского государственного университета (1953). Заведующий кафедрой радиоэлектроники Московского государственного института электроники и математики, доктор физико-математических наук, профессор. Область научных интересов – СВЧ электроника и радиофизика. Опубликовал более 200 научных трудов по исследованию физических процессов в электронных потоках и нелинейных явлениях на сверхвысоких частотах, разработке новых методов и приборов для усиления и генерирования электромагнитных колебаний, разработке методов математического моделирования и автоматизации проектирования в СВЧ электронике и радиофизике, вакуумной микроэлектронике. Соавтор монографии «Лекции по сверхвысокочастотной электронике» (1973).



## О СЦЕНАРИИ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ В ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

*Н.М. Рыскин, В.Н. Титов*

Представлены результаты численного моделирования процесса перехода к хаосу в простейшей однопараметрической модели лампы обратной волны О-типа. Обнаружена сложная последовательность смены автоколебательных режимов, характеризующаяся многочисленными переходами «порядок – хаос» и «хаос – порядок» по различным сценариям. Проводится сравнение полученных результатов с содержащимися в ряде опубликованных ранее работ. Обсуждается возможность приближенного описания динамики системы на основе одномерного отображения.

### Введение

Изучение сложной динамики распределенных автоколебательных систем (РАС) является актуальной задачей современной теории колебаний и волн. Важность этих исследований обусловлена их очевидной связью с такими проблемами, как возникновение турбулентности и образование структур [1,2]. Типичными примерами РАС являются системы, в которых электронный поток взаимодействует с электромагнитной волной, многие из которых способны демонстрировать режимы хаотических автоколебаний (см., например, [3]). Одним из наиболее известных в вакуумной сверхвысокочастотной электронике генераторов хаоса является лампа обратной волны О-типа (ЛОВ). Несмотря на то, что возможность генерации хаотических колебаний в ЛОВ была обнаружена сначала теоретически [4], а затем и экспериментально [5] почти двадцать лет назад, вопрос о том, по какому сценарию происходит переход к хаосу, до сих пор остается открытым. Наиболее распространена точка зрения, согласно которой переход к хаосу происходит через разрушение квазипериодического движения [3,6]. Формально это утверждение справедливо, поскольку по мере увеличения бифуркационного параметра колебания из периодических сначала становятся квазипериодическими (возникает автомодуляция), а затем хаотическими. Однако, как известно, разрушение квазипериодического движения может происходить самыми различными способами [1,2]. Каждому из таких сценариев соответствуют свои количественные закономерности.

В литературе, посвященной нелинейной динамике ЛОВ, можно найти описание различных сценариев. В частности, при численном моделировании релятивистской ЛОВ в работе [7], а также при исследовании связанных ЛОВ в [8,9], был обнаружен переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции. Различные сценарии перехода к хаосу

наблюдались и в экспериментальных исследованиях [10]. В связи с этим основная задача настоящей работы состоит в детальном численном моделировании процесса перехода к хаосу в ЛОВ. Результаты подобного исследования могли бы прояснить эту запутанную картину и способствовать лучшему пониманию специфики хаотических автоколебаний в распределенных системах.

Следует также заметить, что моделирование нестационарных нелинейных процессов в ЛОВ сохраняет актуальность с практической точки зрения в связи с разработкой мощных генераторов СВЧ излучения на основе релятивистских карсинотронов. Подтверждением тому служат недавно вышедшие работы [11,12].

## 1. Основные уравнения

Для численного эксперимента была выбрана простейшая модель ЛОВ, которая не учитывает диссипацию энергии в замедляющей системе, отражения волн от ее концов, силы кулоновского взаимодействия электронов и релятивистские эффекты. Данная модель исследовалась в большинстве опубликованных ранее работ и может быть описана безразмерными нестационарными уравнениями движения электронов и возбуждения током волноведущей системы [1,3,13,14]

$$\partial^2 \theta_\alpha / \partial \xi^2 = -L^2 \operatorname{Re} [F \exp(i\theta_\alpha)], \quad (1)$$

$$\partial F / \partial \tau - \partial F / \partial \xi = -L / \pi \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta_\alpha) d\alpha \quad (2)$$

с граничными и начальными условиями

$$\theta_\alpha |_{\xi=0} = \alpha, \quad \partial \theta_\alpha / \partial \xi |_{\xi=0} = 0, \quad F |_{\xi=1} = 0, \quad F |_{\tau=0} = F^0(\xi). \quad (3)$$

В уравнениях (1–3)  $\theta_\alpha$  – фаза электрона относительно волны,  $\alpha \in [0; 2\pi]$ ,  $F$  – нормированная комплексная амплитуда поля волны,  $\xi = x/l$  и  $\tau = (t - x/v_0)/(l/v_0 + l/v_g)$  – нормированные координата и время,  $l$  – длина пространства взаимодействия,  $v_0$  и  $v_g$  – начальная скорость электронного пучка и групповая скорость электромагнитной волны, соответственно. Данная система содержит единственный управляющий параметр  $L = \Omega C / v_0$ , где  $\Omega$  – частота синхронизма между пучком и электромагнитной волной,  $C = (IK/4U)^{1/3}$  – параметр усиления Пирса [15],  $I$  – постоянный ток пучка,  $K$  – параметр, имеющий размерность сопротивления и характеризующий степень связи пучка с волной,  $U = mv_0^2/2e$  – ускоряющее напряжение. Решение уравнений (1)–(3) осуществлялось при помощи хорошо зарекомендовавшего себя численного метода второго порядка точности, подробно описанного в [13].

Согласно традиционной точке зрения на нестационарные нелинейные процессы в ЛОВ [3,4,13], самовозбуждение колебаний возникает при  $L \approx 1.98$ . При  $L \approx 2.9$  режим одночастотной генерации становится неустойчивым, и сменяется двухчастотным, то есть выходной сигнал оказывается модулированным. Это явление получило название автомодуляции. По мере увеличения  $L$  автомодуляция является вначале периодической, а затем – квазипериодической, реализующейся вплоть до значений  $L \approx 5.5$ , после чего генерируемый сигнал становится хаотическим. Однако выполненное в данной работе детальное компьютерное моделирование в той области  $L$ , где колебания обычно считались квазипериодическими, выявило весьма сложную последовательность смены различных автоколебательных режимов, характеризующуюся несколькими переходами к хаосу по различным сценариям. Ниже дается описание основных деталей нелинейной динамики однопараметрической модели ЛОВ.

## 2. Переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума

В области  $4.02 < L < 4.11$  наблюдается переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции. Удастся уверенно наблюдать три бифуркации удвоения. На рис. 1 приведены временные реализации амплитуды выходного сигнала  $F_0(\tau) = F(\xi=0, \tau)$ , соответствующие фазовые портреты и спектры, иллюстрирующие последовательные удвоения. Фрагмент бифуркационной диаграммы (положения максимумов  $|F_0(\tau)|$  при различных  $L$ ), соответствующий этому режиму, изображен на рис. 2. На нем, в частности, видны окна периодичности в хаосе периодов 5 и 7.

Важно отметить, что приближенно выполняются универсальные количественные закономерности, присущие сценарию Фейгенбаума [1,2,16]. Так, оцененная по первым бифуркационным значениям  $L$ , величина

$$\delta = (L_3 - L_2)/(L_4 - L_3) \approx 4.925$$

близка к константе Фейгенбаума 4.669. Отношения амплитуд субгармоник, возникающих в результате последовательных бифуркаций, близки к теоретическому значению  $-13$  дБ. Таким образом, переход по сценарию Фейгенбаума не является следствием релятивистских эффектов, как это утверждается в [7].

Существенно, что вся последовательность бифуркаций удвоения занимает весьма узкую область изменения параметра  $L$ , а интенсивность шумовой составляющей спектра после перехода к хаосу невелика (порядка  $-20$  дБ к уровню сигнала на основной частоте). Поэтому неудивительно, что данные явления не были обнаружены в ряде опубликованных ранее работ. С другой стороны, следует отметить определенное соответствие с результатами работ [7–9], в которых также был зарегистрирован переход к хаосу через удвоения периода автомодуляции. Так, согласно [8,9], где рассматривались связанные ЛОВ, при слабой связи возбуждение колебаний отмечалось при  $L \approx 2.0$ , возникновение автомодуляции – при  $L \approx 2.9$ , а переход к хаосу – при  $L \approx 3.8$ . Небольшое отличие от результатов данной работы можно приписать влиянию взаимной связи генераторов. Не исключено, что переходу к хаосу через разрушение трехчастотного квазипериодического движения при  $L \approx 5.5$ , наблюдавшемуся в [8,9] при сильной связи, также предшествуют другие переходы «порядок – хаос» и «хаос – порядок», которые остались незамеченными в силу их тонкого характера. В работе [7], где рассматривался релятивистский карсинотрон, возникновение автомодуляции наблюдалось при  $L \approx 2.3$ , а переход к хаосу в после ряда бифуркаций удвоения – при  $L \approx 4.05$  (необходимо, конечно, учесть, что в [7] использована другая нормировка переменных, так что бифуркационные значения параметров должны быть соответствующим образом пересчитаны). Таким образом, границы перехода к хаосу по результатам [7] и данной работы очень близки друг к другу. В то же время сильное отличие в значениях порога автомодуляции, очевидно, обусловлено релятивистскими эффектами. Действительно, другие параметры в [7] (система уравнений релятивистской ЛОВ как минимум двухпараметрическая) выбирались в соответствии с условиями максимального КПД, полученными в [17]. При этом сильные релятивистские эффекты значительно снижают порог автомодуляции, а полученное в [7] значение  $L \approx 2.3$  хорошо согласуется с данными работы [4].

## 3. Область прибавлений периода

После перехода к хаосу по сценарию Фейгенбаума в области  $4.150 < L < 4.320$  наблюдается большое количество окон периодичности в хаосе, период которых, начиная с трех, последовательно увеличивается на единицу. На рис. 3 представлена бифуркационная диаграмма, соответствующая этой области, которую естественно назвать областью прибавлений периода. Удастся уверенно наблюдать окна с

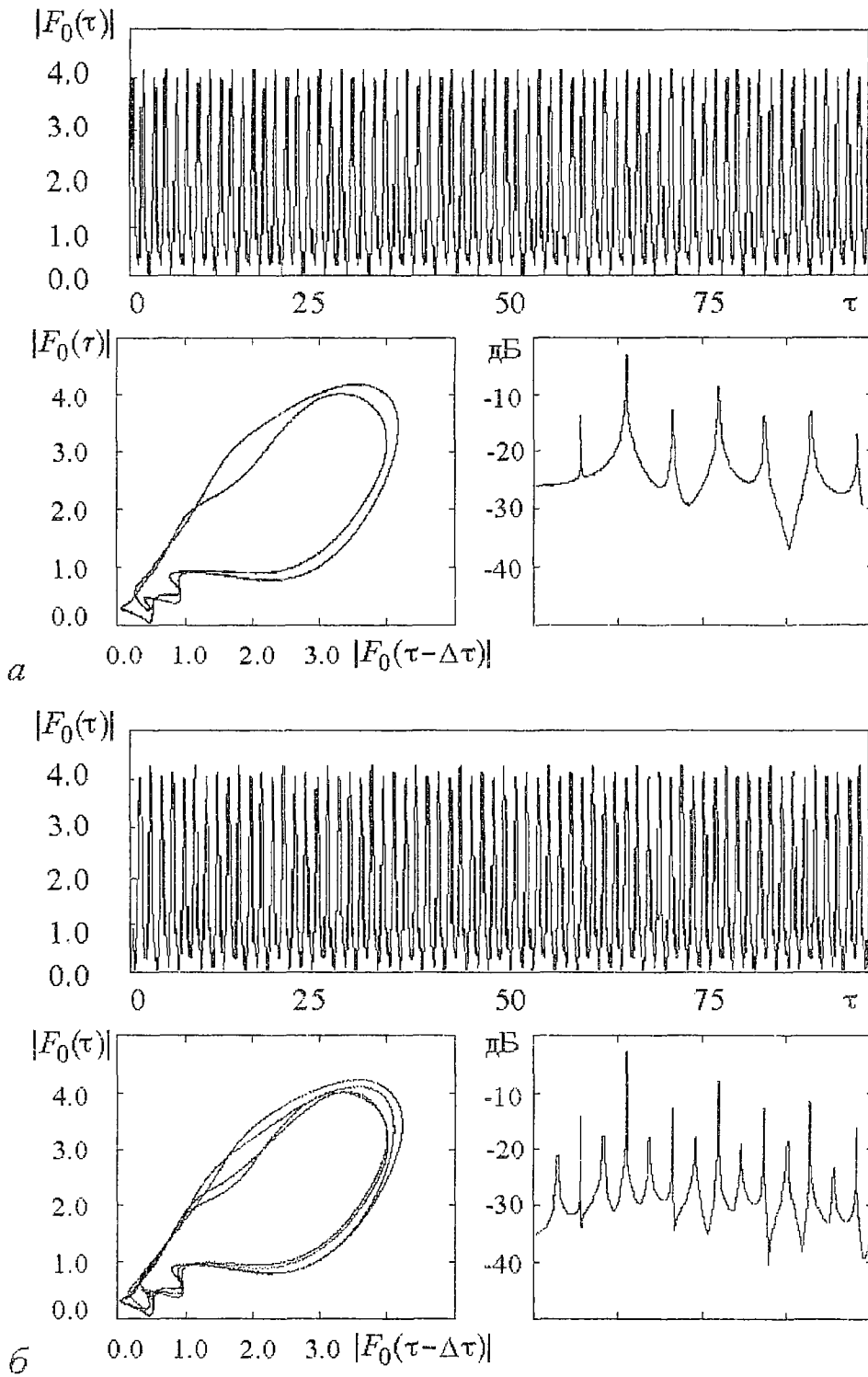


Рис. 1. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала, иллюстрирующие переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума;  $L=4.089$  (а),  $4.106$  (б)

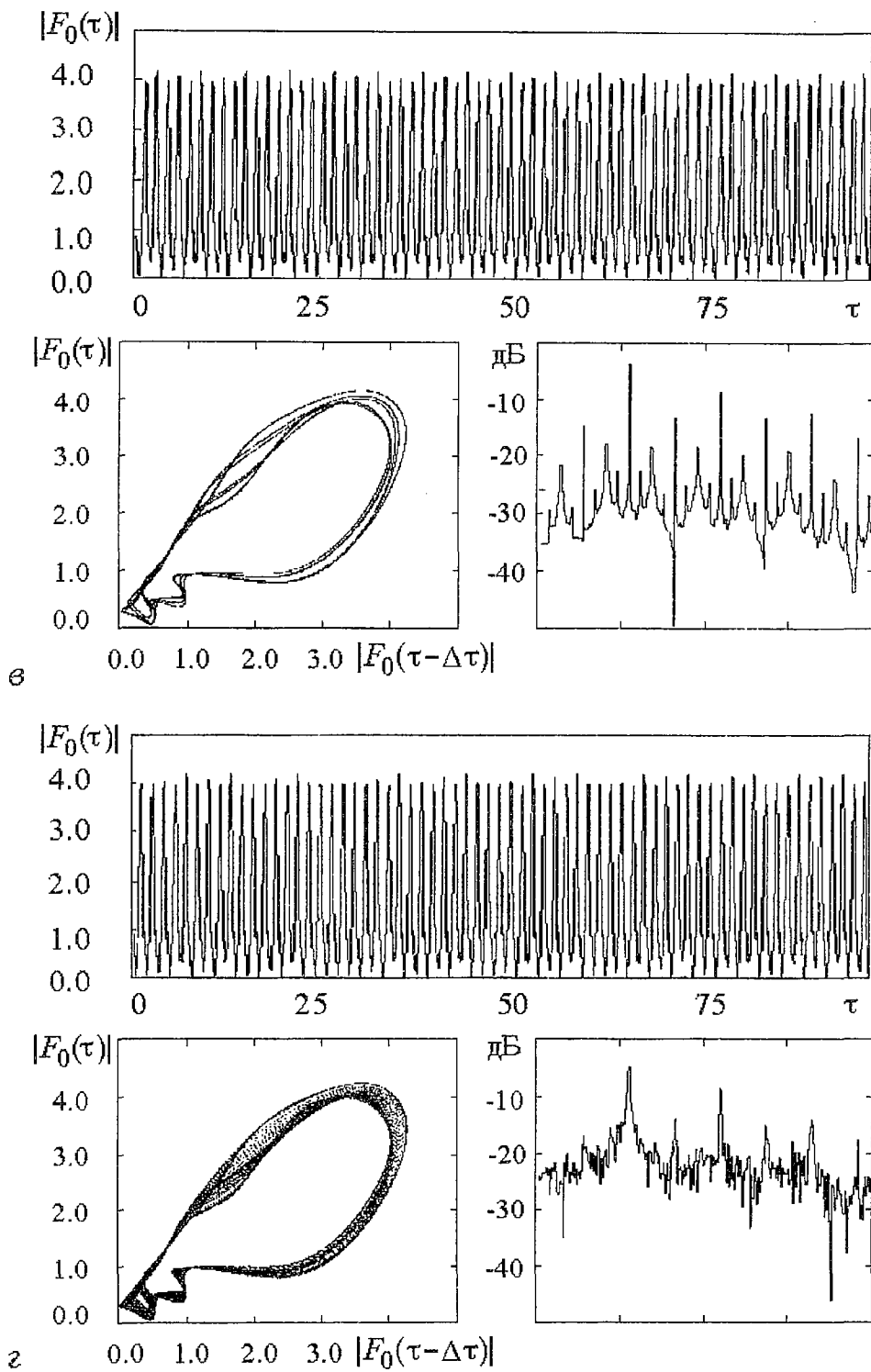


Рис. 1. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала, иллюстрирующие переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума;  $L = 4.108$  (а), 4.118 (z)

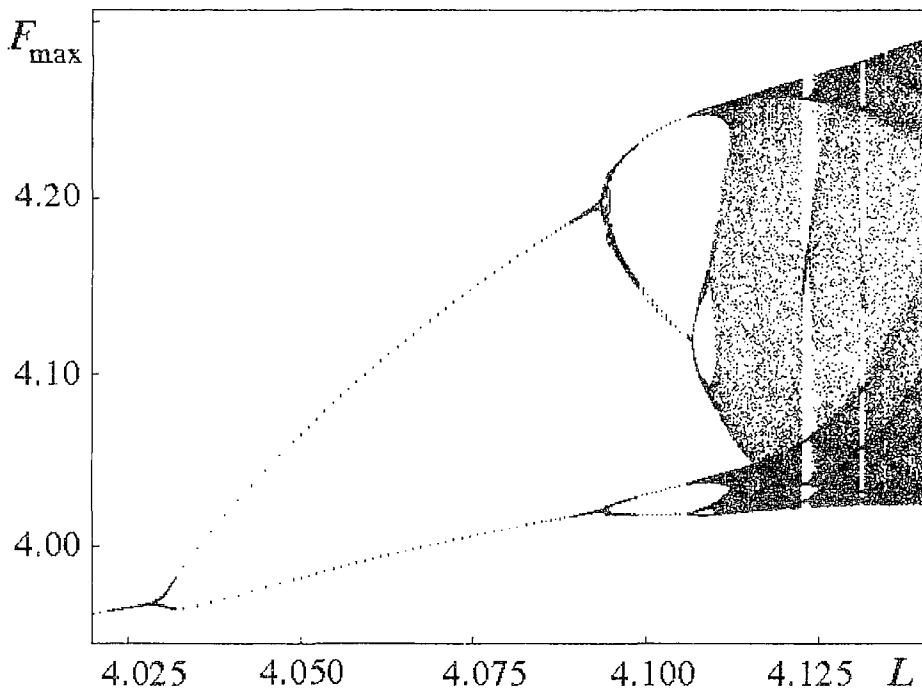


Рис. 2. Фрагмент бифуркационной диаграммы в области перехода к хаосу по сценарию Фейгенбаума

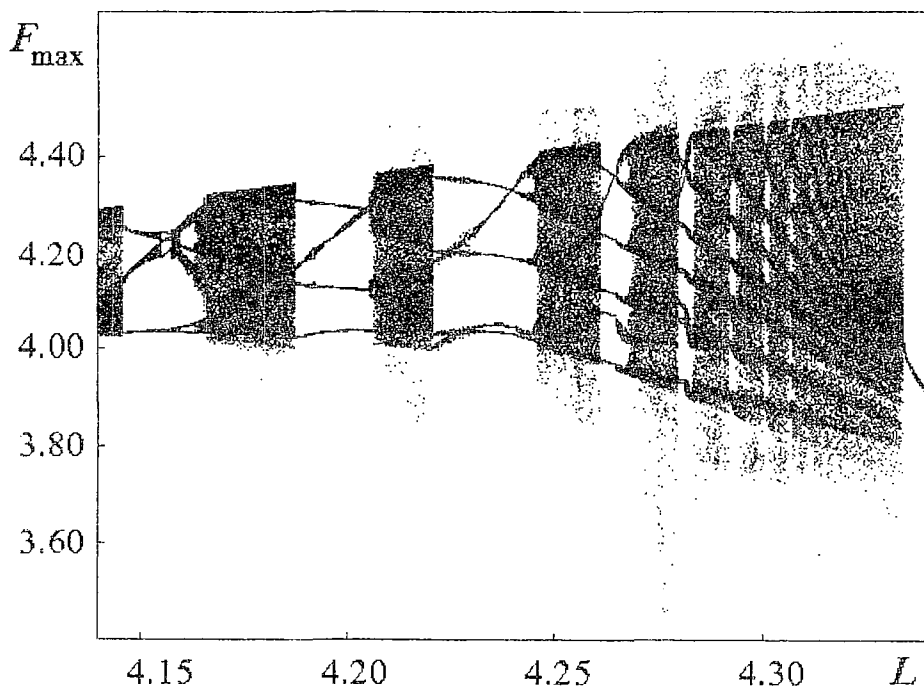


Рис. 3. Фрагмент бифуркационной диаграммы в области прибавлений периода

периодами до 9. Фрагменты бифуркационной диаграммы, соответствующие окнам периодов 3 и 5, содержатся на рис. 4. Видно, что внутри окон бифуркационная диаграмма имеет сложную структуру, характеризующуюся несколькими прямыми и обратными бифуркациями удвоения. На рис. 5 показаны временные реализации, спектры и фазовые портреты, соответствующие циклам периодов 3 и 5.



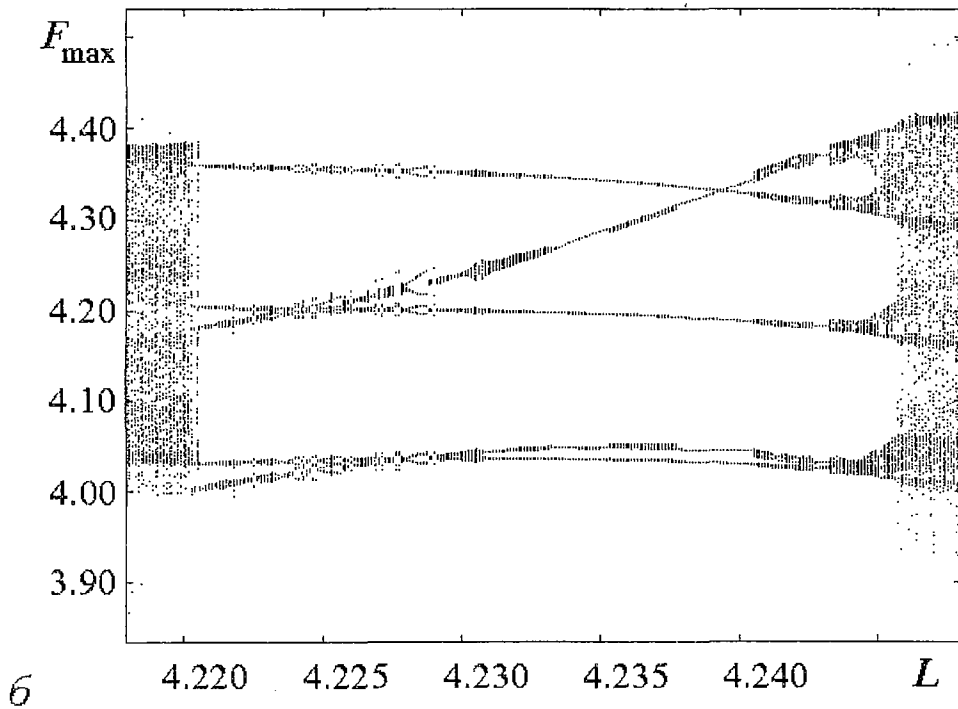
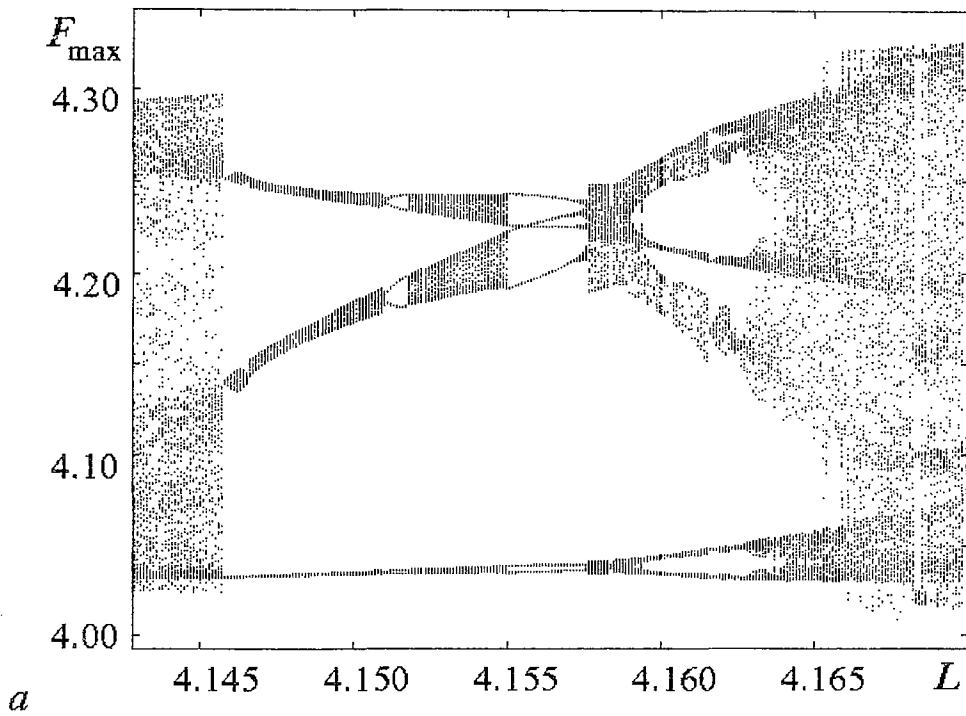


Рис. 4. Фрагменты бифуркационной диаграммы, соответствующие окнам периодов 3 (*a*) и 5 (*б*)

#### 4. Переход «хаос – порядок» через перемежаемость

При  $4.320 < L < 4.333$  происходит переход через перемежаемость от хаотической автомодуляции к периодической. Временная реализация процесса

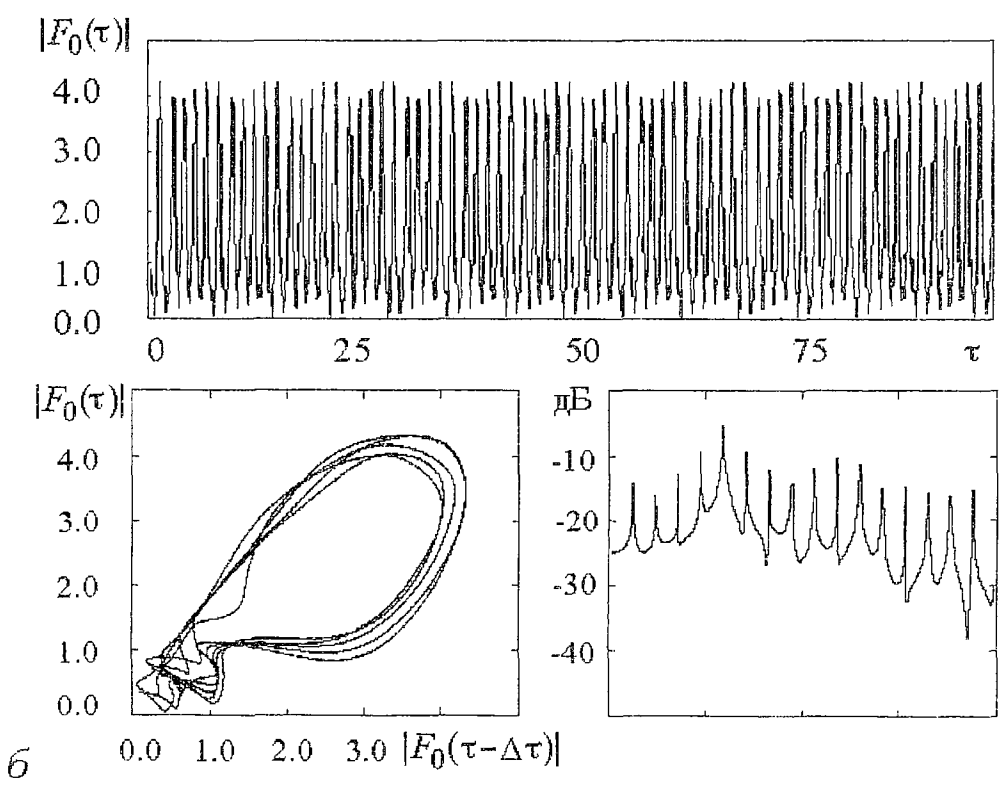
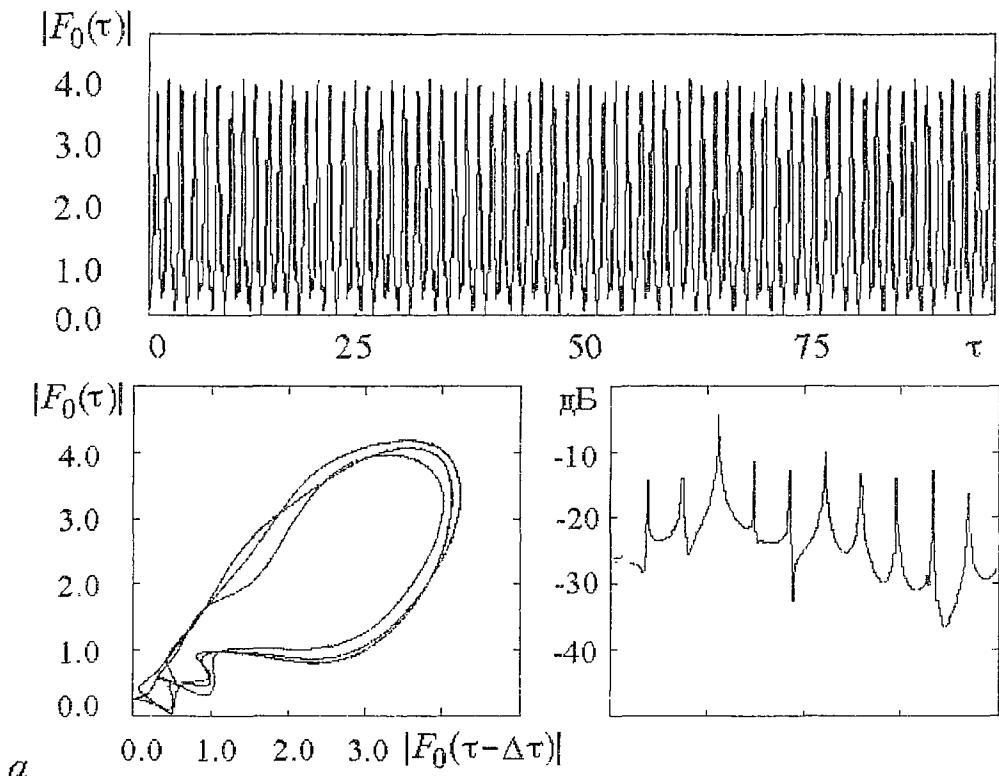


Рис. 5. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала, соответствующие циклам периода 3 при  $L=4.1465$  (а) и периода 5 при  $L=4.2392$  (б)

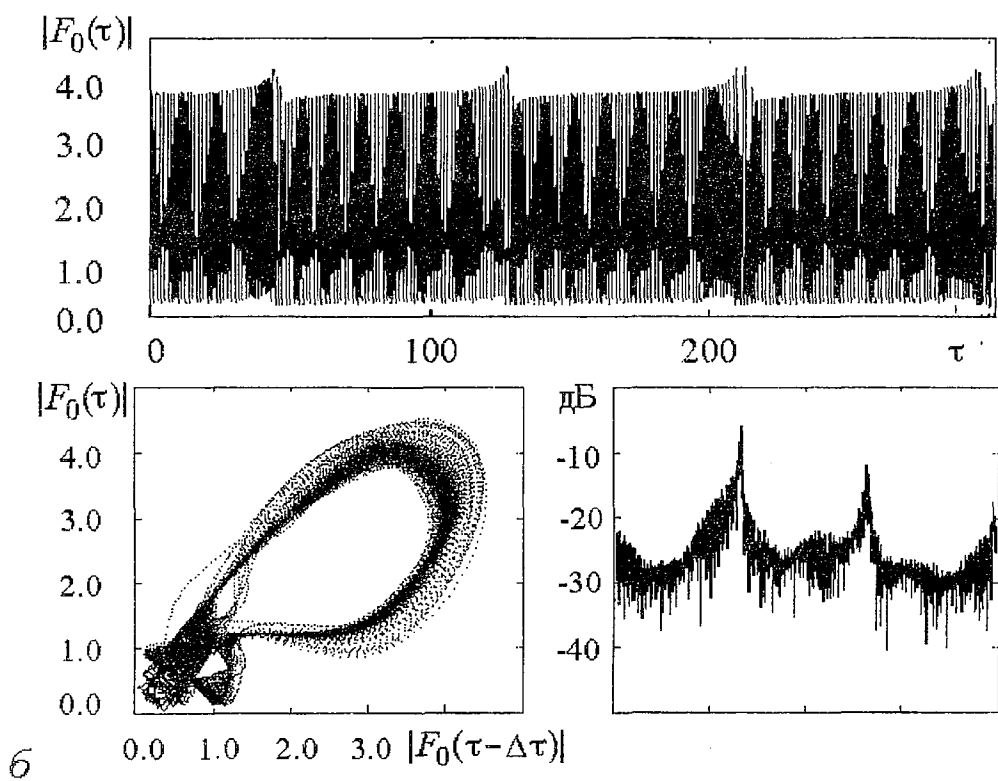
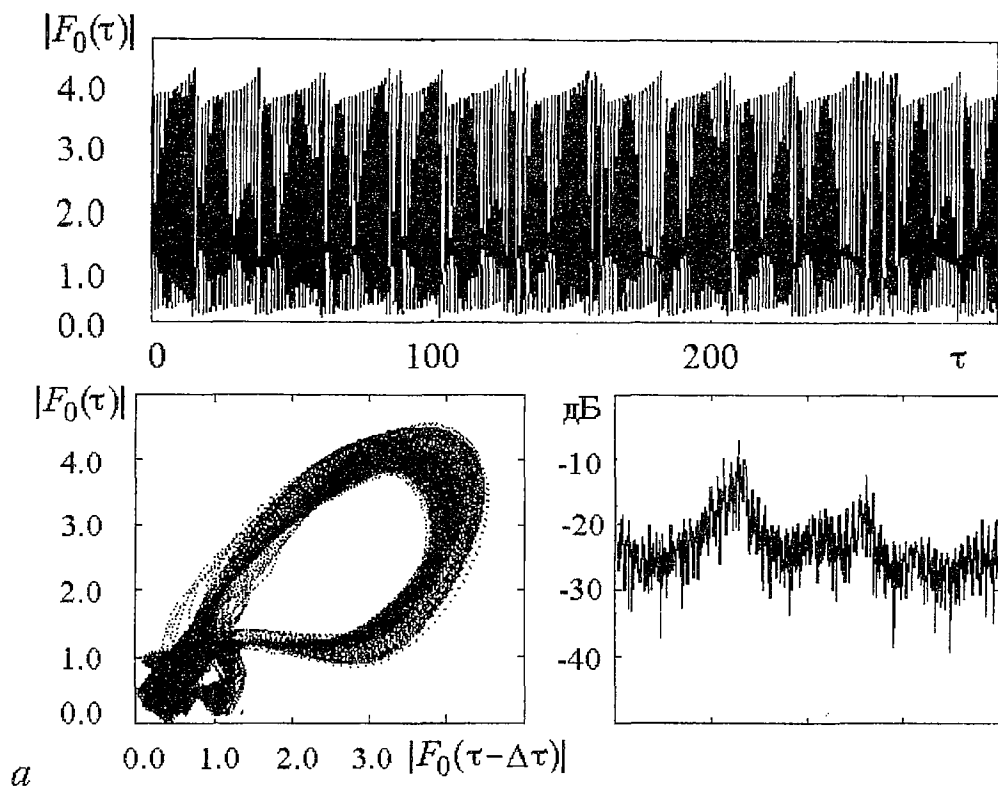


Рис. 6. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала при перемежаемости;  $L=4.325$  (а) и  $4.3327$  (б)

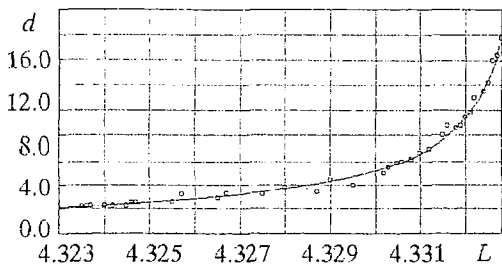


Рис. 7. Зависимость средней длительности ламинарной фазы  $d$  (в относительных единицах) от бифуркационного параметра  $L$  при перемежаемости. Кружки – данные численного эксперимента, сплошная кривая – аппроксимация по формуле (4)

перемежаемости 1-го рода [1,2,16].

После перехода «хаос – порядок» странный аттрактор в фазовом пространстве превращается в метастабильное хаотическое множество. В течение переходного процесса фазовая траектория вначале располагается в окрестности этого множества и реализация напоминает хаотическую, а затем притягивается к устойчивому предельному циклу, а реализация становится регулярной. Заметим, однако, что переходный процесс может занимать долгое время, во много раз превышающее период основной частоты, что необходимо учитывать при анализе импульсных режимов работы генератора.

### 5. Область квазипериодики. Переход к хаосу через разрушение трехчастотного квазипериодического движения

При  $L > 4.3333$  автомодуляция становится вначале периодической, а затем – квазипериодической с двумя несоизмеримыми частотами. При  $L \approx 4.63$  происходит переход к хаосу через разрушение трехчастотного квазипериодического движения. Соответствующие реализации, спектры и фазовые портреты приведены на рис. 8. Напомним, что мы ограничиваемся исследованием динамики огибающей выходного сигнала  $|F_0(\tau)|$ , так что фазовый портрет, изображенный на рис. 8, а, на самом деле соответствует двумерному тору, а на рис. 8, б – трехмерному. Образующийся странный аттрактор существует в области  $4.63 < L < 4.90$ , после чего вновь реализуются квазипериодические режимы. На рис. 9 приведена бифуркационная диаграмма для этой области и увеличенный фрагмент, соответствующий хаотическому режиму (на врезке).

В описываемой области наблюдаются такие явления, как синхронизация и образование резонансных циклов на торе. Например, в окрестности  $L \approx 4.69$  имеет место резонанс 1:10, который хорошо виден на рис. 8, в.

На рис. 10 приведены сечения Пуанкаре, соответствующие различным режимам, представленным на рис. 9. Хорошо видно, что в режиме, предшествующем переходу к хаосу, аттрактор представляет собой покрытый складками тор (рис. 10, а). В области синхронизации сечение Пуанкаре практически сжимается в точку (рис. 10, б). Рис. 10, в соответствует описанному выше резонансу 1:10, а рис. 10, г – хаотическим колебаниям.

Вновь отметим, что область хаоса занимает узкий диапазон изменения  $L$  по сравнению с областью, в которой движение является квазипериодическим, а шумовая составляющая спектра находится на уровне примерно  $-20$  дБ к основной частоте. Поэтому описанные явления не были обнаружены при менее детальном исследовании.

имеет вид прерываемых нерегулярными всплесками периодических пиков, длительность которых увеличивается с ростом  $L$ . Соответствующие реализации, спектры и фазовые портреты приведены на рис. 6.

На рис. 7 представлена зависимость средней длительности ламинарной фазы  $d$  (в относительных единицах) от бифуркационного параметра. Видно, что эта кривая приближенно может быть описана функцией

$$d = c/(L_c - L)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $c \approx 0.4415$ ,  $L_c \approx 4.3333$ . Такой характер зависимости  $d(L)$  типичен для

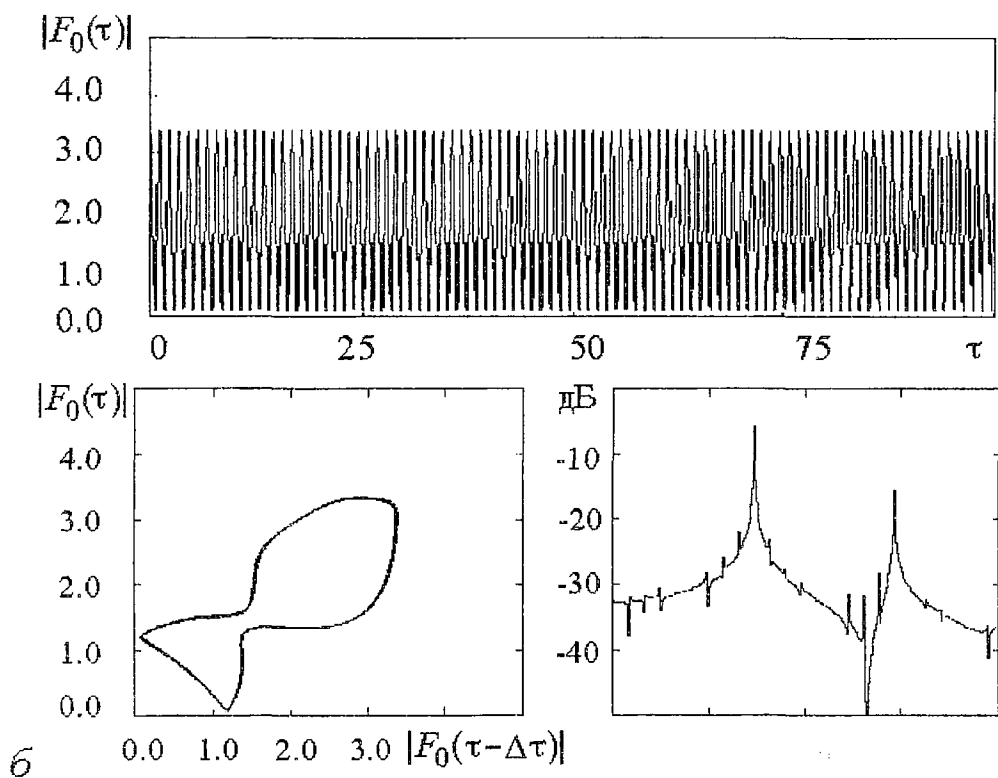
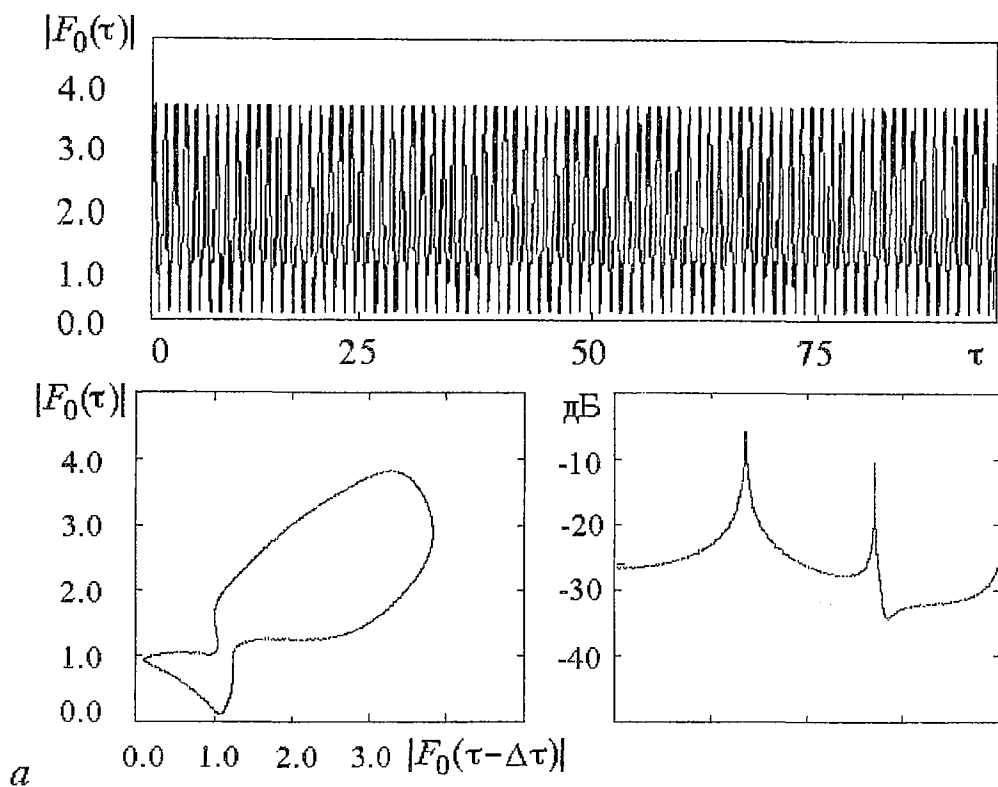


Рис. 8. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала, соответствующие различным режимам автомодуляции: *a* – периодической,  $L=4.348$ ; *б* – квази-периодической,  $L=4.5137$

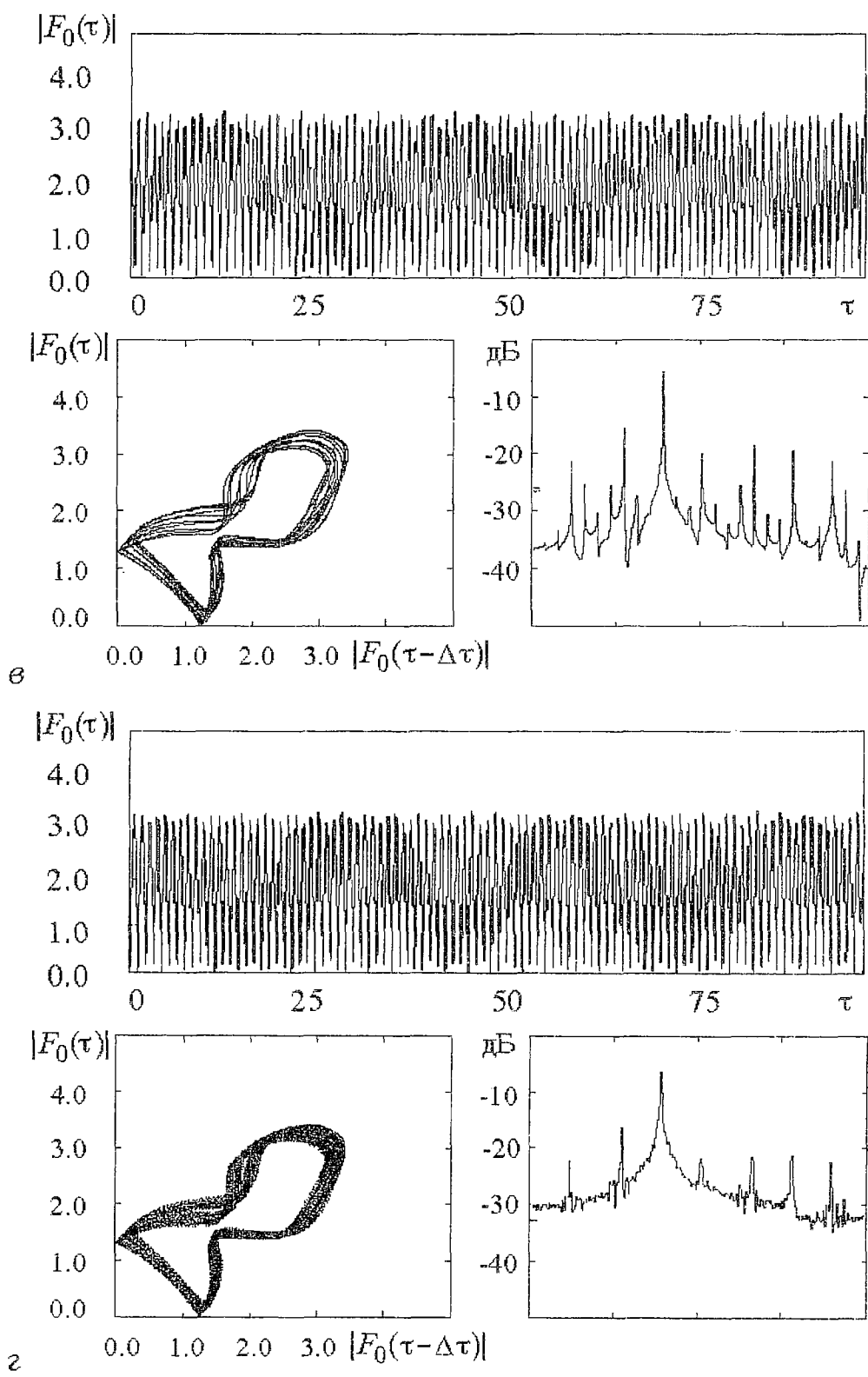


Рис. 8. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала, соответствующие различным режимам автомодуляции: а - периодической при резонансе 1:10,  $L=4.6944$ ; з - хаотической,  $L=4.70$

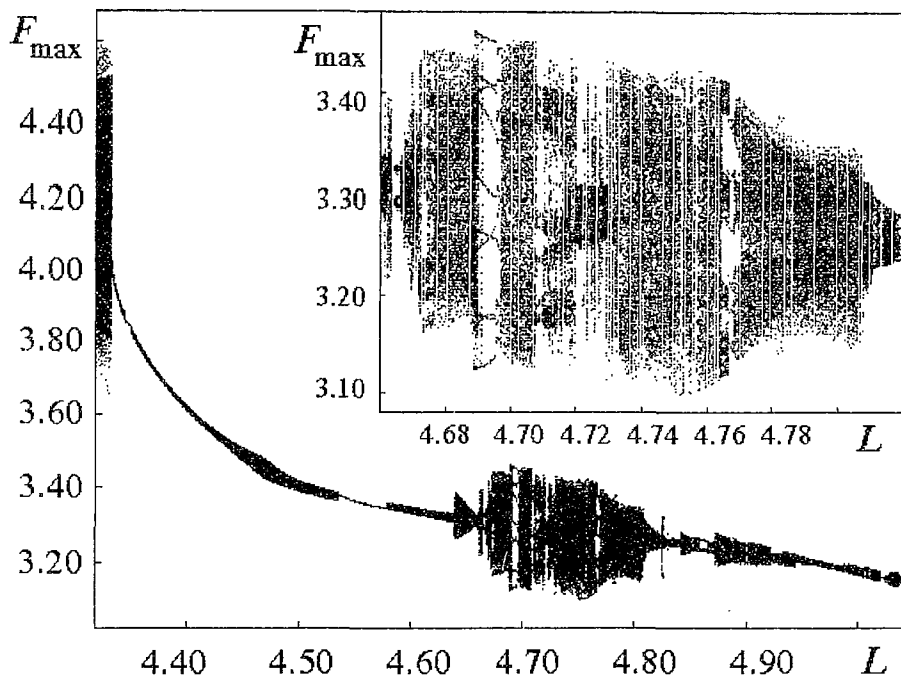


Рис. 9. Фрагмент бифуркационной диаграммы в области перехода к хаосу через разрушение квазипериодического движения

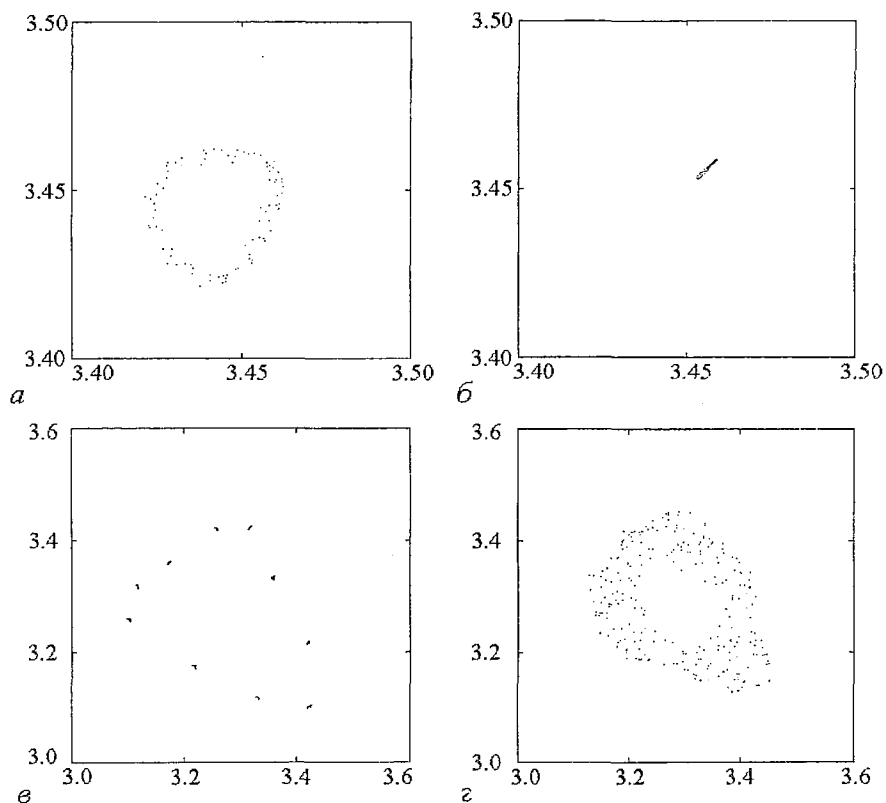


Рис. 10. Сечения Пуанкаре, соответствующие различным режимам автомодуляции: *а* – квазипериодической,  $L=4.47$ ; *б* – периодической, в области синхронизации,  $L=4.55$ ; *в* – периодической при резонансе 1:10,  $L=4.695$ ; *г* – хаотической,  $L=4.70$

## 6. Переход к «высокоразмерному» хаосу

Начиная с  $L > 6.05$  имеют место чрезвычайно сложные режимы автоколебаний, когда на двумерной проекции фазового портрета уже не проявляется какая-либо крупномасштабная структура. Примеры реализаций, спектров и фазовых портретов приведены на рис. 11. Подобные режимы являются специфической особенностью систем с большим числом степеней свободы. Заметим, что ранее именно их считали «подлинно» хаотическими, а все предшествовавшие им режимы квалифицировались как квазипериодические [3,4,13]. Некоторое отличие в значении границы перехода к «высокоразмерному» хаосу (в большинстве работ указано значение  $L \approx 5.5$ ) связано с наличием уже упоминавшегося метастабильного хаотического множества. Чрезвычайно длительный переходный процесс при  $5.5 < L < 6.05$  выглядит как хаотический, однако на больших временах заканчивается установлением регулярных колебаний.

## 7. О приближенном описании нелинейной динамики ЛОВ при помощи одномерного отображения

Некоторые особенности наблюдаемого сценария перехода к хаосу могут быть приближенно описаны на основе предложенного в [3] одномерного отображения

$$F_{n+1} = (-iL^3/2)J_1(|F_n|)F_n/|F_n|, \quad (5)$$

где  $F_n$  – значения амплитуды выходного сигнала в дискретные моменты времени  $t = nT$ ,  $T$  – время прохождения сигнала по петле обратной связи, приближенно равно  $l/v_0 + l/v_g$ ,  $J_1$  – функция Бесселя 1-го порядка. Отображение (5) выводится в рамках так называемой клистронной модели, когда считается, что взаимодействие пучка с полем имеет место лишь на двух коротких участках вблизи входного и выходного конца системы. Осциллирующий характер функции Бесселя отражает многократную перегруппировку электронного пучка, являющуюся причиной автомодуляции. Ранее отображение (5) предлагалось и для описания других приборов, например, клистрона бегущей волны с запаздывающей обратной связью [18] и лазера на свободных электронах на вынужденном встречном рассеянии волн [19].

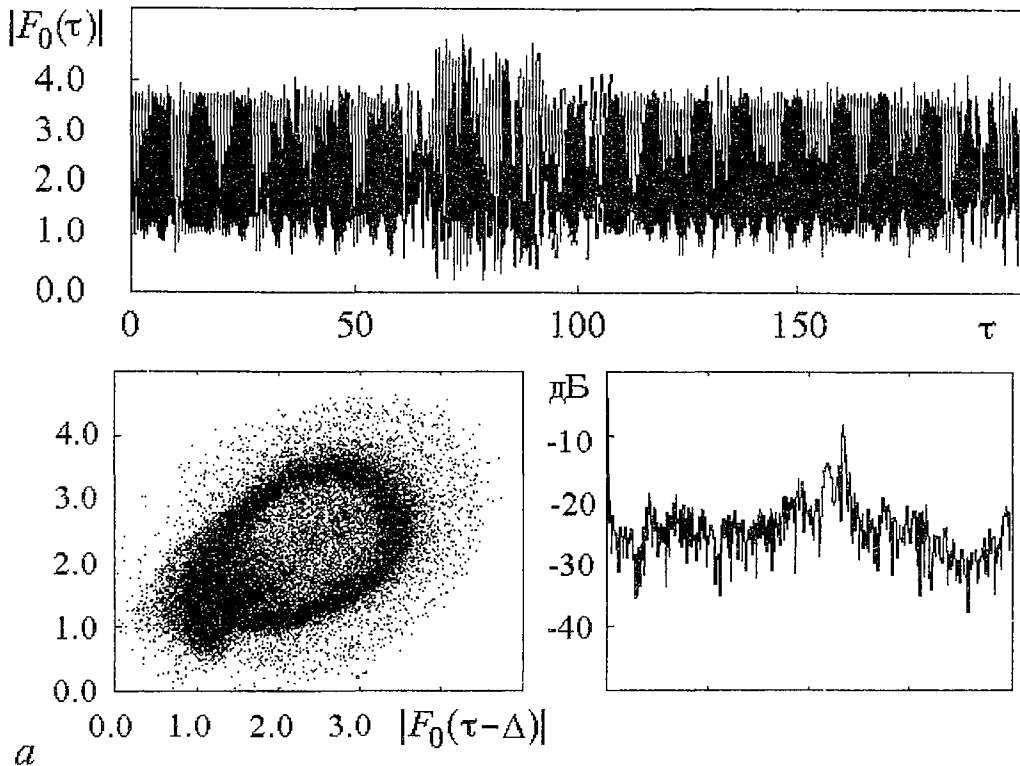
Строго говоря, в работах [3,18,19] не содержится подробного анализа отображения (5). Отмечается лишь, что при слабой нелинейности можно ограничиться первыми членами разложения функции Бесселя в ряд Тейлора и получить

$$F_{n+1} = (-L^3/4)(F_n - F_n^3). \quad (6)$$

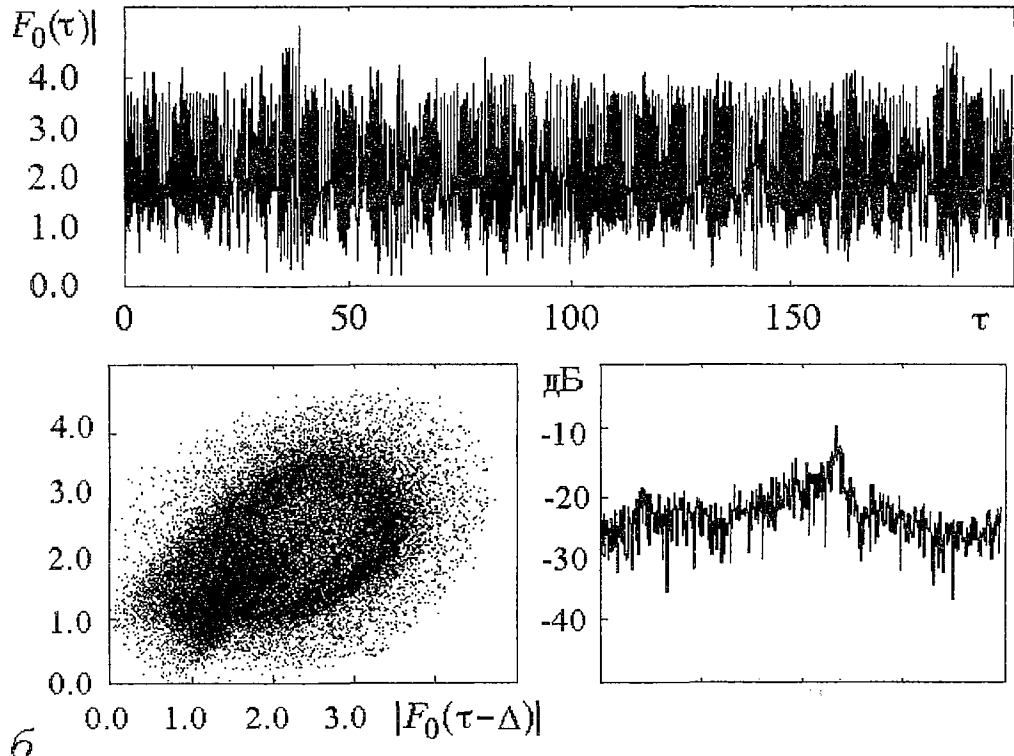
Отображение (6) описывает самовозбуждение колебаний при  $L \approx 1.59$ , возникновение автомодуляции с периодом  $2T$  при  $L \approx 2.0$  и переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума при  $L \approx 2.097$ . По-видимому, когда не удалось обнаружить соответствия между результатами численного моделирования уравнений (1)–(3) и отображения (6), исследования в этом направлении были оставлены. В то же время, как показано в настоящей работе, для ЛОВ действительно характерен переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума. Поэтому представляет интерес более тщательное сопоставление результатов анализа уравнений (1)–(3) и отображения (5).

Как показывают расчеты, отображение (5) предсказывает возбуждение колебаний при  $L \approx 1.59$ , возникновение автомодуляции при  $L \approx 2.1$  и переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума при  $L \approx 2.265$ . На рис. 12,а–в показаны циклы периодов 2, 4 и 8 для этого отображения. При  $L > 2.35$  отображение (5) имеет более одного максимума, что приводит к качественным отличиям в динамике (5) и (6). В





a



b

Рис. 11. Временные реализации, фазовые портреты и спектры выходного сигнала в режиме «высокоразмерного» хаоса;  $L=6.05$  (a) и  $6.10$  (б)

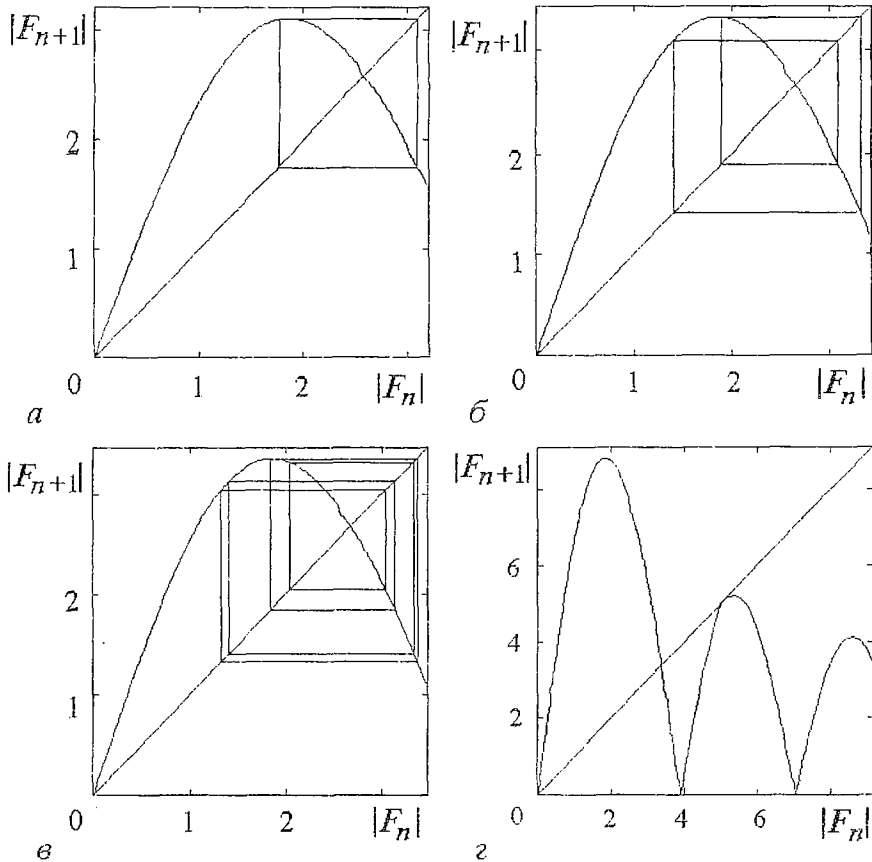


Рис. 12. Отображение (5) в областях циклов периодов 2 (а), 4 (б), 8 (в) и вблизи перехода «хаос – порядок» через перемежаемость (г)

частности, при  $L \approx 3.145$  у отображения (5) появляется устойчивая неподвижная точка. Поскольку она появляется в результате касательной бифуркации, переход «хаос – порядок» происходит через перемежаемость (рис. 12,г). Таким образом, некоторые важные особенности нелинейной динамики ЛОВ удастся приближенно описать на основе одномерного отображения. Разумеется, не приходится ожидать, что с помощью столь упрощенной модели удастся полностью объяснить всю сложную картину, представленную в данной работе.

### Заключение

В настоящей работе выявлена чрезвычайно сложная картина нестационарных нелинейных процессов в ЛОВ, характеризующаяся многочисленными переходами «порядок – хаос» и «хаос – порядок» по различным сценариям. В частности, в области изменения бифуркационного параметра  $4.02 < L < 4.11$  обнаружен переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума. Показано, что выполняются универсальные количественные закономерности, присущие этому сценарию. Далее расположена область прибавлений периода ( $4.150 < L < 4.320$ ), в которой имеется большое количество окон периодичности в хаосе, период которых, начиная с трех, последовательно увеличивается на единицу. Удастся уверенно наблюдать окна с периодами до 9. При  $4.320 < L < 4.3333$  обнаружен переход через перемежаемость от хаотической автомодуляции к периодической. Подсчитана зависимость средней длительности ламинарной фазы от значения бифуркационного параметра, которую удастся аппроксимировать функцией

$c(L_c - L)^{-1/2}$ , характерной для перемежаемости первого рода. При  $L \approx 4.63$  обнаружен переход «порядок – хаос» через разрушение трехчастотного квазипериодического движения. Хаотические колебания существуют в области  $4.63 < L < 4.90$ , вновь сменяясь квазипериодическими. Наблюдаются синхронизация и образование резонансных циклов на торе. При  $L \approx 6.05$  происходит последний переход к хаосу, который характеризуется достаточно однородным сплошным спектром и отсутствием какой-либо крупномасштабной структуры на проекции фазового портрета. Показана возможность приближенного описания некоторых особенностей нелинейной динамики ЛОВ (переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума и переход «хаос – порядок» через перемежаемость) на основе одномерного отображения, предложенного в работе [3].

Авторы благодарны Д.И.Трубецкову за руководство исследованиями, а также А.П.Кузнецову и С.П.Кузнецову за обсуждение результатов работы.

### Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
2. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
3. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101.
4. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т.21, № 7. С. 1037.
5. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Экспериментальное наблюдение стохастических колебаний в динамической системе электронный пучок – обратная электромагнитная волна // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.29, № 3. С. 180.
6. Трубецков Д.И., Четвериқов А.П. Автоколебания в распределенной системе электронный поток – обратная (встречная) электромагнитная волна // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т.2, № 5. С. 9.
7. Островский А.О., Ткач Ю.В. К теории автомодуляционных процессов в релятивистском карсинотроне // Письма в ЖТФ. 1991. Т.17, № 18. С. 10.
8. Балакирев В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В. К теории автомодуляционной неустойчивости колебаний в связанных карсинотронах // Письма в ЖТФ. 1990. Т.16, № 19. С. 8.
9. Балакирев В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В. К теории автомодуляционных процессов в системе связанных гофрированных волноводов, возбуждаемых прямолинейными электронными потоками // ЖТФ. 1991. Т.61, № 9. С. 94.
10. Кац В.А. Стохастические автоколебания в электронных распределенных системах на сверхвысоких частотах: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Саратов: СГУ, 1985.
11. Levush B., Antonsen T.M., Vlasov A.N., Nusinovich G.S., Miller S.M., Carmel Y., Granatstein V.L., Destler W.W., Bromborsky A., Schlesiger C., Abe D.K., Ludeking L. High-efficiency relativistic backward wave oscillator: theory and design // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1996. Vol.24, № 3. P. 843.
12. Пегель И.В. Моделирование нестационарных процессов в релятивистской лампе обратной волны методом макрочастиц // Изв. вузов. Физика. 1996. Т.39, № 12. С. 62.
13. Безручко Б.П., Булгакова Л.В., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Экспериментальное и теоретическое исследование стохастических автоколебаний в лампе обратной волны // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (5-я зим-

няя школа–семинар инженеров). Кн. 5. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1980. С. 25.

14. Безручко Б.П., Булгакова Л.В., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Стохастические автоколебания и неустойчивость в лампе обратной волны // РЭ. 1983. Т.28, № 6. С. 1136.

15. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970.

16. Шустер Г. Детерминированный хаос. М.: Мир, 1988.

17. Ковалев Н.Ф., Петрухина В.И., Сморгонский А.В. Ультрарелятивистский карсинотрон // РЭ. 1975. Т.20, № 7. С. 1547.

18. Кузнецов С.П., Перельман А.Ю., Трубецков Д.И. Автомодеционные и стохастические режимы в клистроне бегущей волны с внешней обратной связью // ЖТФ. 1983. Т.53, № 1. С. 163.

19. Гинзбург Н.С. Об эффекте автомодециации излучения в ЛСЭ усилителях, основанных на вынужденном встречном рассеянии волн // ЖТФ. 1986. Т.56, № 5. С. 938.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 11.09.97

## ON THE TRANSITION TO CHAOS SCENARIO IN ONE PARAMETER MODEL OF A BACKWARD WAVE OSCILLATOR

*N.M. Ryskin, V.N. Titov*

The results of the numerical simulations of the transition to chaos in the simplest one parameter model of the O-type backward-wave oscillator are presented. The complex sequence of oscillating regimes with multiple «order – chaos» and «chaos – order» transitions through different scenarii is found. Obtained results are compared with those of previously published works. The possibility of approximate description of the dynamics by one-dimensional map is discussed.



*Рыскин Никита Михайлович* – родился в 1966 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского университета (1991). Работал в НИИ механики и физики СГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «радиофизика» в СГУ (1996). Доцент Колледжа прикладных наук СГУ (1997). Читает курс «Нелинейные волны» студентам третьего курса КПН. Область научных интересов – нелинейные явления в распределенных системах, содержащих электронные потоки и магнитные поля, вакуумная микроэлектроника. Автор и соавтор 25 научных работ.



*Титов Владимир Николаевич* – родился в 1974 году в рабочем поселке Степное Саратовской области. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1997). Аспирант кафедры электроники и волновых процессов СГУ.

Область научных интересов: динамический хаос в распределенных системах, электронные приборы СВЧ с длительным взаимодействием.



## ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ НА ХАОТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА

*В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов*

В работе при помощи численного моделирования рассмотрена сложная динамика электронного потока с виртуальным катодом и внутренней распределенной обратной связью. Исследованы характеристики сложной динамики виртуального катода. Для системы со связью через электронный поток рассмотрено формирование различных типов автоструктур. Показано, что усложнение колебаний виртуального катода связано с увеличением связи между структурами. Для системы со связью через электромагнитное поле (виркатор-ЛОВ) исследованы процессы структурообразования и показано, что подавление вторичной структуры в потоке за счет взаимодействия виртуального катода с полем обратной волны позволяет управлять характеристиками выходного излучения.

### Введение

В настоящее время активно изучаются приборы с виртуальным катодом – виркаторы. Виртуальный катод (ВК) формируется, когда в пространство взаимодействия инжектируется ток больше предельного для данной геометрии. ВК представляет собой область, отражающую часть электронов к входу в систему. Наибольший интерес подобные приборы привлекают как источники мощного СВЧ излучения (до 20 ГВт импульсной мощности). Вместе с тем их исследование представляет большой теоретический интерес, так как электронный поток с ВК представляет собой автоколебательную распределенную нелинейную систему. Нерегулярная динамика колебаний ВК наблюдалась еще в первых компьютерных экспериментах [1]. Последние экспериментальные и теоретические результаты (см., например, обзоры [2,3]) свидетельствуют о наличии сложного поведения, включающего детерминированный хаос, в системах с ВК.

Представляет большой интерес анализ возможности управления колебаниями ВК при помощи обратной связи. В виркаторе использование внешней обратной связи позволило эффективно управлять частотой и мощностью излучения [4]. Как известно, добавление запаздывающей обратной связи может приводить к сложному поведению в относительно простых системах [5,6]. Анализ сложной динамики простой модели с ВК показал, что изменение параметров внешней запаздывающей обратной связи позволяет эффективно управлять сложной динамикой системы с ВК [7].

Большой интерес представляет исследование динамики в системах с ВК и внутренней обратной связью. В настоящее время исследуются подобные схемы приборов с ВК. В них внутренняя связь возникает как по току – за счет

возникновения нескольких ВК, так и по полю. Однако исследований влияния внутренней обратной связи на сложную динамику электронного потока с ВК, судя по известной нам литературе, не проводилось. В настоящей работе рассмотрены два варианта введения внутренней обратной связи. Первый из них связан с формированием в системе двух ВК и отражением части частиц от второго ВК в область первого. Во втором варианте виркатор представляет собой источник электронного потока для лампы обратной волны, сигнал которой воздействует на ВК.

## 1. Связь по потоку. Влияние отражений в потоке на динамику триодной системы с виртуальным катодом

**1.1. Исследуемая система.** Для численного моделирования взаимодействия двух виртуальных катодов и влияния отражений от ВК на динамику электронного потока была рассмотрена модель двух плоских диодных промежутков  $l_1$  и  $l_2$  с общей средней сеткой. Средняя сетка предполагается абсолютно непрозрачной для поля, что уменьшает влияние связи между виртуальными катодами через общее поле пространственного заряда. Невозмущенный пространственный заряд потока полностью скомпенсирован. Поступающий в систему поток имеет постоянную плотность заряда  $\rho_0$  и скорость  $v_0$ . Рассматривается одномерная модель электронного потока. Частицы, достигающие входной или коллекторной сетки, поглощаются, а проходящие через среднюю сетку уменьшают свой заряд в  $g$  раз. Динамика крупных частиц определяется решением на каждом шаге по времени нерелятивистских уравнений движения

$$dx_i/dt = v_i, \quad (1)$$

$$dv_i/dt = -q_i E_{\Sigma}(x_i)/m, \quad (2)$$

где

$$E_{\Sigma} = E(x_i) + E_0(x_i).$$

Здесь  $x_i$  – координата  $i$ -ой частицы;  $v_i$  – ее скорость и  $q_i$  – заряд;  $E(x_i)$  – суммарное поле пространственного заряда, действующее в точке с координатой  $x_i$ ;  $E_0(x_i)$  – внешнее электрическое поле. Первая диодная секция является эквипотенциальной, для управления плотностью потока, отраженного от второго ВК, к выходной сетке прикладывается тормозящий потенциал  $\phi_0$ . В первой диодной секции  $E_0=0$ , во второй –  $E_0=-\phi_0/l_2$ . Поле  $E$  определялось как  $E=-\partial\phi/\partial x$ , где  $\phi$  – потенциал поля пространственного заряда. Он удовлетворяет уравнению

$$d^2\phi/dx^2 = \alpha_j^2(1 - \rho(x)), \quad (3)$$

где  $\alpha_j = \omega_p l_j / v_0$  – параметр Пирса;  $j=1,2$  – номер секции;  $\rho(x)$  – текущая плотность заряда в электронном потоке, определяемая методом *particle-in-cell* (PIC);  $\omega_p = (\eta|\rho_0|/\epsilon_0)^{1/2}$  – плазменная частота инжектируемого потока.

Параметрами задачи являются  $\alpha$ ,  $l_1/l_2$ ,  $g$ ,  $\phi_0$ . Динамика триодной системы с двумя виртуальными катодами была проанализирована для фиксированных значений геометрического параметра  $l_2/l_1=1$  и прозрачности сетки  $g=0.9$ . Параметр  $\alpha$  изменялся от  $\pi$  до  $2\pi$ , что обеспечивало формирование ВК в первом диодном промежутке в результате неустойчивости Пирса. Прошедший через первый ВК поток попадал во вторую секцию, имея меньшую плотность и большую скорость, что обеспечивало эффективное значение  $\alpha$  на входе во вторую секцию около  $\pi$ . Во второй секции также образовывался ВК, и отраженный от него поток возвращался обратно в первую секцию.

Наибольшее отличие движения частиц в триодной системе по сравнению с

диодом связано с формированием потенциальной ямы между первым ВК и выходной сеткой. В триодной системе существуют частицы, захваченные в эту потенциальную яму. В отличие от системы, рассмотренной в [8], в данном случае потенциальная яма имеет сложную форму, так как в ней расположена средняя сетка системы, потенциал на которой остается постоянным. Частица, прошедшая через первый ВК, ускоряется в промежутке «ВК – средняя сетка» и, пройдя ее, попадает в тормозящее поле второго ВК, далее захватывается в потенциальную яму между виртуальными катодами и совершает там колебательное движение. Вместе с тем число частиц, отражающихся от первого ВК, остается значительным.

**1.2. Карта режимов.** В процессе численного моделирования были получены реализации колебаний потенциала в области первого ВК и электрического поля на выходе системы. По реализациям рассчитывались спектры мощности, восстанавливались аттракторы в псевдофазовом пространстве и определялись различные динамические характеристики (максимальный ляпуновский характеристический показатель (ЛХП), корреляционная размерность, различные функции распределения). Анализ проводился для значений  $\alpha/\pi$  от 1 до 2 и  $\varphi_0$  от 0 до 1.

Динамика ВК является колебательной для всех исследованных значений  $\varphi_0$  и  $\alpha/\pi$ . Представленная на рис. 1 карта режимов построена на основании анализа реализаций потенциала в области первого ВК, их спектров мощности и фазовых проекций. Выбор данной характеристики связан с тем, что во многих типах виркаторов электромагнитные колебания в выходных каскадах возбуждаются колебаниями тока в области ВК (их амплитуда максимальна в этой области). В результате характеристики выходного излучения определяются динамикой ВК.

На карте режимов можно выделить три большие области с качественно различной динамикой. Область 1 – это область собственных сложных колебаний ВК; характерный для нее фазовый портрет в пространстве  $(x, v)$  показан на рис. 2, а. В этом режиме прошедший через первый ВК поток обладает скоростью большей скорости инжекции, так как он ускорен полем первого ВК, и эффективное значение  $\alpha$  на входе во вторую диодную секцию в среднем по времени меньше  $\pi$ . Второй ВК возникает не на каждом периоде колебаний вблизи выходной сетки системы. При этом наличие второй секции практически не оказывает влияния на колебания ВК.

При увеличении  $\varphi_0$  система переходит в область 2 на плоскости параметров, где колебания ВК близки к регулярным. Фазовый портрет пучка, типичный для этой области, показан на рис. 2, б. Отражение потока от второго ВК существует постоянно, причем средние значения потенциалов близки в областях первого и второго ВК. В результате частицы колеблются в симметричной потенциальной яме около средней сетки, двигаясь по близким траекториям. На фазовом портрете

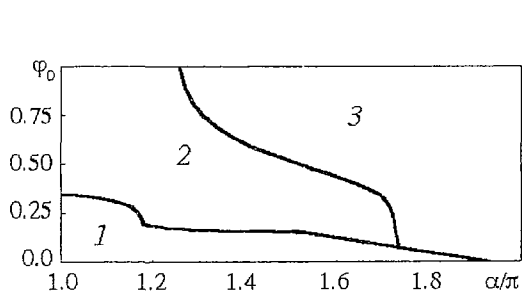


Рис. 1. Карта режимов на плоскости (параметр тока пучка  $\alpha$  – потенциал отражателя  $\varphi_0$ )

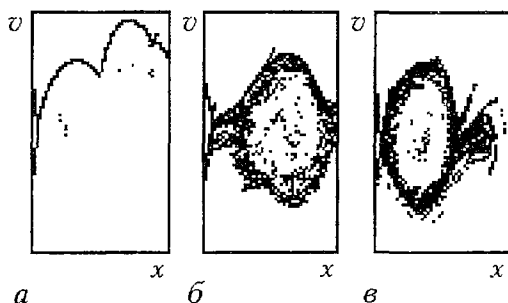


Рис. 2. Мгновенные фазовые портреты пучка в пространстве  $(x, v)$  для различных динамических режимов: а – соответствует режиму 1; б – 2; в – 3

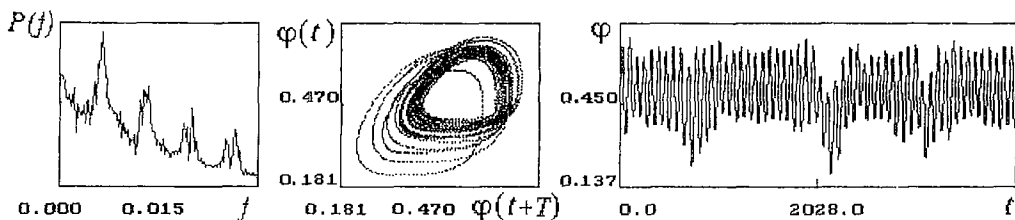


Рис. 3. Спектр мощности, восстановленный аттрактор и реализация колебаний потенциала в области ВК для режима 3 в пространстве параметров

пучка это проявляется в виде симметричного кольца, охватывающего среднюю сетку.

Дальнейшее увеличение  $\phi_0$  приводит к переходу на плоскости параметров в область 3 сильно нерегулярного поведения. Типичный фазовый портрет показан на рис. 2, в. Потенциальная яма, окружающая среднюю сетку, является несимметричной (второй ВК прижат к средней сетке). В результате частицы накапливаются в области между ВК и средней сеткой в течение нескольких периодов колебаний, а затем вихрь, охватывающий среднюю сетку, смещается как целое, приводя к сильному возмущению динамики ВК. Колебания ВК при этом подобны перемежаемости [9]. Типичный спектр мощности и реализация показаны на рис. 3. Заметен характерный для перемежаемости выброс в низкочастотной части спектра.

Анализ максимального ЛХП, вычисленного по алгоритму Вольфа [10] из реализаций колебаний потенциала в области ВК, показывает, что максимальный ЛХП положителен во всех характерных режимах колебаний. Это свидетельствует о разбегании траекторий на аттракторе и наличии хаотической динамики ВК. Хаотическое поведение в системе с многократным прохождением электронным потоком пространства взаимодействия может возникать как в результате сложной динамики ВК, так и в результате усиления собственных шумов потока, связанных с рассеянием на ВК.

Для выяснения вопроса о динамической или стохастической природе хаотических колебаний ВК были рассмотрены размерности восстановленных аттракторов. Их определение с помощью алгоритма Гроссбергера – Прокаччио [11] показывает, что для областей 2 и 3 колебаний ВК насыщение размерности происходит при размерности пространства вложения  $m \geq 7$ , что свидетельствует о динамической природе сложного поведения ВК. При этом размерность восстановленного аттрактора  $D \approx 2$ , то есть в фазовом пространстве он

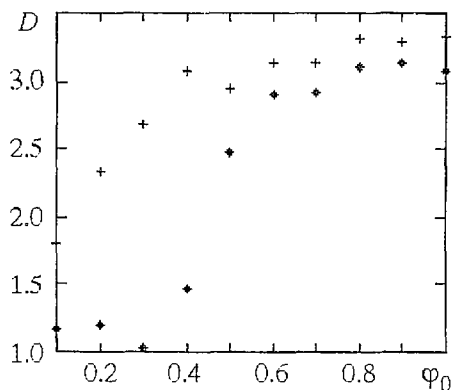


Рис. 4. Зависимость размерности, усредненной по конечному значению масштаба наблюдения, от потенциала выходной сетки;  $\blacklozenge$  –  $\alpha/\pi=1.2$ ;  $+$  –  $\alpha/\pi=1.6$

представляет собой ленту. Мерой сложности колебаний ВК может служить усредненная в некотором диапазоне размерность восстановленного аттрактора. На рис. 4 показано усредненное значение размерности  $D$  для  $\alpha/\pi=1.2$  и  $\alpha/\pi=1.6$  при значениях  $\phi_0$ , соответствующих областям 2 и 3. С ростом  $\phi_0$  размерность колебаний возрастает. Это дает возможность управлять сложностью колебаний в системе при помощи изменения потенциала отражающей сетки.

**1.3. Структуры и обратная связь.** Структуры, формирующиеся в электронном потоке, были выделены на основе анализа усредненных по многим



периодам колебаний функций распределения  $\langle f(x,v) \rangle$ . На рис. 5 представлены проекции  $\langle f(x,v) \rangle$  для различных динамических режимов на плоскости параметров  $(\alpha, \varphi_0)$ .

Для значений параметров  $\alpha/\pi=1.2$  и  $\varphi_0=0.1$ , характерных для режима 1 колебаний ВК, можно видеть (рис. 5, а), что  $\langle f(x,v) \rangle \neq 0$  только при  $v > 0$ , за исключением области  $x < x_{\text{ВК}}$ , где  $x_{\text{ВК}}$  – координата точки, в которой формируется первый ВК. В этом случае постоянная обратная связь по потоку между диодными секциями отсутствует, и наличие второй диодной секции не оказывает влияния на колебания ВК в первой эквипотенциальной секции.

Для значений  $\alpha/\pi=1.2$  и  $\varphi_0=0.5$ , характерных для режима 2, в системе формируется новый тип движения – вихрь в фазовом пространстве (рис. 5, б). Ему соответствует колебание частиц вблизи средней сетки с периодом

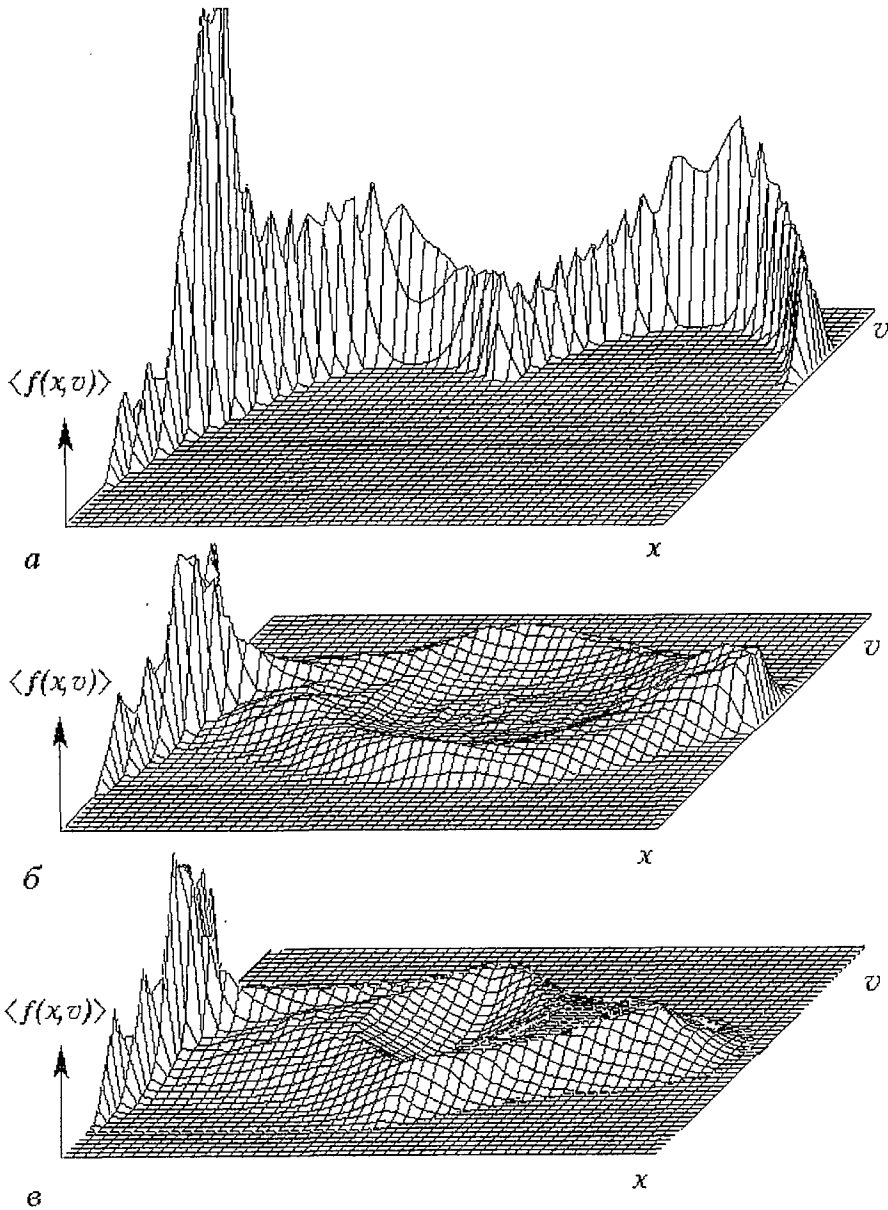


Рис. 5. Усредненная функция распределения для различных динамических режимов при  $\alpha/\pi=1.2$  и следующих значениях  $\varphi_0$ : а – 0.1; б – 0.5; в – 0.9

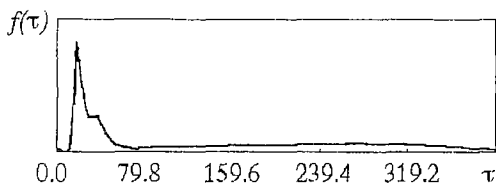


Рис. 6. Функция распределения числа крупных частиц в сечении за первым ВК по временам жизни в пространстве взаимодействия

$$T \approx 2l_2 / (2e\phi_0 v_0^{-1})^{1/2}. \quad (4)$$

На функции распределения это движение отражается в виде больших значений  $\langle f(x, v) \rangle$  в кольцевой области, охватывающей точку  $x=l_1, v=0$ . Вихрь формируется почти при любых начальных условиях и, следовательно, представляет собой автоструктуру. Вихрь и ВК взаимодействуют через

поток частиц, выходящих из области вихря в область ВК.

Рассматривая усредненную функцию распределения для режима 3 при  $\alpha/\pi=1.2$  и  $\phi_0=0.9$  можно заметить (рис. 5, в), что, по-прежнему, наиболее вероятно движение частиц в области ВК или в области вихря. Основные отличия в функции распределения от режима 2 следующие. Во-первых, ширина кольцевой области, соответствующей вихрю, значительно больше. Это связано с тем, что в режиме 3 вихрь перемещается как целое из первой секции во вторую и обратно, когда между ВК и средней сеткой накапливается достаточный пространственный заряд. Во-вторых, значение  $\langle f(x, v) \rangle$  существенно больше в области  $x > x_{ВК}$  и  $v < 0$ , то есть в области, занятой частицами, прошедшими ВК и совершившими колебание вокруг средней сетки. Следовательно, и в области значений управляющих параметров, соответствующих режиму 3, устанавливается связь между ВК и вихрем.

Частицы, отраженные от второго ВК и возвратившиеся в область первого ВК, обеспечивают распределенную обратную связь в потоке. Механизм обратной связи следующий. Каждое колебание первого ВК создает сгусток электронов, распространяющийся далее по системе. Этот сгусток ускоряется в первой диодной секции и тормозится во второй. Пространственный заряд сгустка оказывает воздействие на форму потенциальной ямы между виртуальными катодами, изменяя высоту потенциального барьера во втором ВК. Частицы, распространяющиеся от второго ВК к первому, движутся в изменившейся потенциальной яме и, попадая в область первого ВК, оказывают воздействие на высоту потенциального барьера в нем.

Для количественной оценки степени связи между структурами была рассчитана функция распределения  $f(\tau)$  частиц по временам жизни в сечении потока с координатой  $x=1.1(x_{ВК})$ . Типичный вид этой зависимости показан на рис. 6. Два пика соответствуют частицам, пролетающим данное сечение от первого ВК

к средней сетке при уменьшении высоты потенциального барьера. Длинный хвост функции распределения создан частицами, вернувшимися в это сечение после прохождения через вторую структуру. Величина

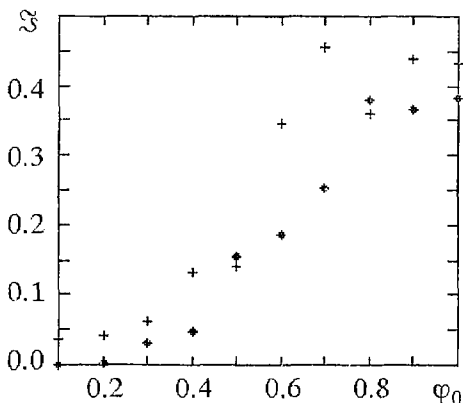


Рис. 7. Зависимость количества крупных частиц, прошедших из области вихря в область ВК от потенциала выходной сетки; ◆ -  $\alpha/\pi=1.2$ ; + -  $\alpha/\pi=1.6$

$$Z = \int_{\tau_1}^{\infty} f(s) ds, \quad (5)$$

где  $\tau_1 > 4x_{ВК}/v_0$ , может рассматриваться как количественная характеристика связи между структурами.

На рис. 7 показана зависимость величины  $Z$  от  $\phi_0$  для различных значений  $\alpha/\pi$ . Можно видеть, что в режиме 1 колебаний ВК вторая структура не сформирована и величина  $Z$  близка к нулю. В режиме 2 значение  $Z$

мало, то есть связь между структурами слабая, а затем с ростом  $\varphi_0$  связь между вихрем и первым ВК усиливается. При большем токе пучка связь между структурами сильнее. Сравнивая с рис. 4, можно заключить, что с ростом связи между структурами при фиксированном токе пучка сложность колебаний увеличивается.

## 2. Внутренняя обратная связь через взаимодействие с обратной электромагнитной волной. Связанная система виркатор – лампа обратной волны

**2.1. Модель.** Как уже говорилось, для генератора на ВК является характерной сложная нерегулярная динамика электронного потока. Лампа обратной волны также в широком диапазоне параметров может демонстрировать хаотические автоколебания (см., например, [12–17]). Поэтому в связанной системе виркатор – лампа обратной волны [4] естественно ожидать появления хаотических режимов.

Мы рассматриваем следующую модель системы виркатор – лампа обратной волны. Секция с ВК представляет собой диод, в который инжектируется пучок со сверхкритическим током. Формирующийся ВК, колеблясь, глубоко модулирует пролетный ток, поступающий в область пространства взаимодействия, в которую введена периодическая замедляющая структура. Хорошо известно, что предварительная модуляция электронного потока оказывает сильное влияние на режимы генерации лампы обратной волны [18,19]. Максимум амплитуды поля обратной электромагнитной волны создается на входе замедляющей системы, то есть в области формирования ВК. Поле обратной волны, модулируя электронный поток в первой секции, в свою очередь оказывает воздействие на динамику ВК [20–22].

Основными параметрами, от которых зависит поведение исследуемой системы, являются первеанс пучка, который при неизменности  $L$  и  $v_0$  пропорционален инжектируемому току,

$$\alpha = \omega_p L / v_0$$

и коэффициент связи электронного пучка с замедляющей системой

$$\xi = \omega^2 v_{гр} R_{св} \epsilon_0 / v_0^2.$$

Здесь  $\omega$  – частота синхронизма между обратной волной и пучком;  $v_{гр}$  и  $R_{св}$  – соответственно групповая скорость и сопротивление связи обратной волны на частоте  $\omega$ .

Численное исследование процессов в системе осуществлялось с помощью ПС-моделирования (см. п. 1.1). Поле обратной электромагнитной волны в секции с замедляющей структурой искалось на основе нестационарной теории возбуждения волновода [19]. Представим поле обратной волны  $E$  в виде

$$E(x,t) = \text{Re}[\hat{E} \exp(i(\omega t - \beta x))],$$

где  $\hat{E}$  – медленно меняющаяся амплитуда,  $\beta = \omega / v_\phi$ ,  $v_\phi$  – фазовая скорость волны на частоте  $\omega$ . Уравнение возбуждения записывается в виде

$$\partial \hat{E}(x,t) / \partial t - v_{гр} \partial \hat{E}(x,t) / \partial x = -v_{гр} \beta^2 R_{св} \hat{I}. \quad (6)$$

Здесь  $\hat{I}$  – амплитуда первой гармоники тока.

Уравнение (6) в безразмерных координатах можно переписать в следующем виде:

$$\partial \hat{E}(x,t)/\partial t - v_{rp} \partial \hat{E}(x,t)/\partial x = -\alpha \xi \hat{I}. \quad (7)$$

Здесь поле нормировано на величину  $mv_0^2/(eL)$ ; скорости – на невозмущенную скорость потока  $v_0$ ; время – на  $L/v_0$ ; ток – на  $\rho_0 v_0 S_{\perp}$ . Комплексные величины  $\hat{E}$  и  $\hat{I}$  могут быть представлены через вещественные следующим образом. Введем

$$\begin{cases} I^{[\cos]} = 1/2\pi \int_0^{2\pi} j(x) \cos(\omega(t-x)) d(\omega t), \\ I^{[\sin]} = 1/2\pi \int_0^{2\pi} j(x) \sin(\omega(t-x)) d(\omega t), \end{cases}$$

$$E = -\hat{E}^{[\sin]} \sin(\omega(t-x)) + \hat{E}^{[\cos]} \cos(\omega(t-x)).$$

Здесь  $j(x)$  – текущая плотность тока электронного потока, определяемая с помощью РС-метода. Тогда уравнение (7) в комплексных величинах переписется в виде двух уравнений относительно действительных переменных

$$\begin{cases} \frac{\partial E^{[\sin]}}{\partial t} - v_{rp} \frac{\partial E^{[\sin]}}{\partial x} = -\alpha \xi I^{[\sin]}, \\ \frac{\partial E^{[\cos]}}{\partial t} - v_{rp} \frac{\partial E^{[\cos]}}{\partial x} = -\alpha \xi I^{[\cos]}. \end{cases} \quad (8)$$

Поле пространственного заряда  $E_q$  в этой области находилось с помощью следующего выражения

$$E_q(x) = 1/(2\pi\epsilon_0 r_b^2) \int \rho(x') \exp[-2(x-x')/r_b] \text{sign}(x-x') dx', \quad (9)$$

которое является аппроксимацией функции Грина заряженной частицы [23]. Здесь предполагается, что поток полностью заполняет волноведущую систему;  $r_b$  – радиус волновода.

Движение частиц, как и в предыдущем случае, определялось из уравнений движения (1)–(2), однако суммарное поле, действующее на частицу (см. уравнение (2)), определяется в данном случае как

$$E_{\Sigma} = E + E_q. \quad (10)$$

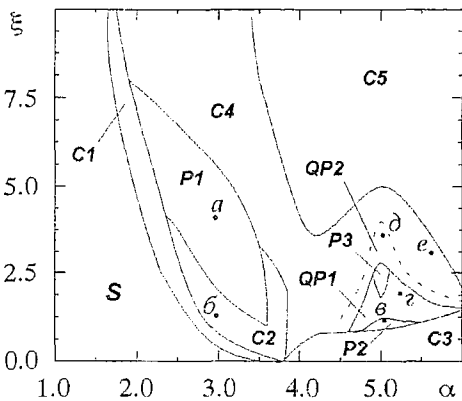


Рис. 8. Карта режимов на плоскости параметр тока пучка  $\alpha$  – коэффициент связи пучка с замедляющей структурой  $\xi$

Уравнения (8) интегрировались методом разностей против потока [24]. Особенностью интегрирования уравнений движения совместно с уравнениями (8) является то, что уравнения возбуждения решаются на другой пространственно-временной сетке с шагами по времени и координате соответственно  $\Delta T = 2\pi/\omega$  и  $\Delta X = v_{\phi} \Delta T$ . Уравнения движения интегрируются методом с перешагиванием [25] с шагом  $\Delta t \ll \Delta T$ . В течение времени  $\Delta T$  величины  $E^{[\sin]}$ ,  $E^{[\cos]}$  считаются постоянными.

**2.2. Динамика системы.** На рис. 8 приведено примерное разбиение плоскости параметров  $(\alpha, \xi)$  на области с

различными режимами колебаний электрического поля из области ВК. Характеристики поведения системы для точек  $a, \dots, e$  показаны на рис. 9,  $a-e$ : фазовый портрет, спектр мощности колебаний электрического поля в области ВК и электромагнитного сигнала на входе лампы обратной волны.

В области  $S$  виркатор не возбужден, так как инжектируемый ток меньше критического. Однако, увеличение коэффициента связи  $\xi$  приводит к возбуждению лампы обратной волны, выходной сигнал которой, модулируя электронный поток в виркаторе, способствует развитию неустойчивости, а следовательно, и формированию ВК в потоке.

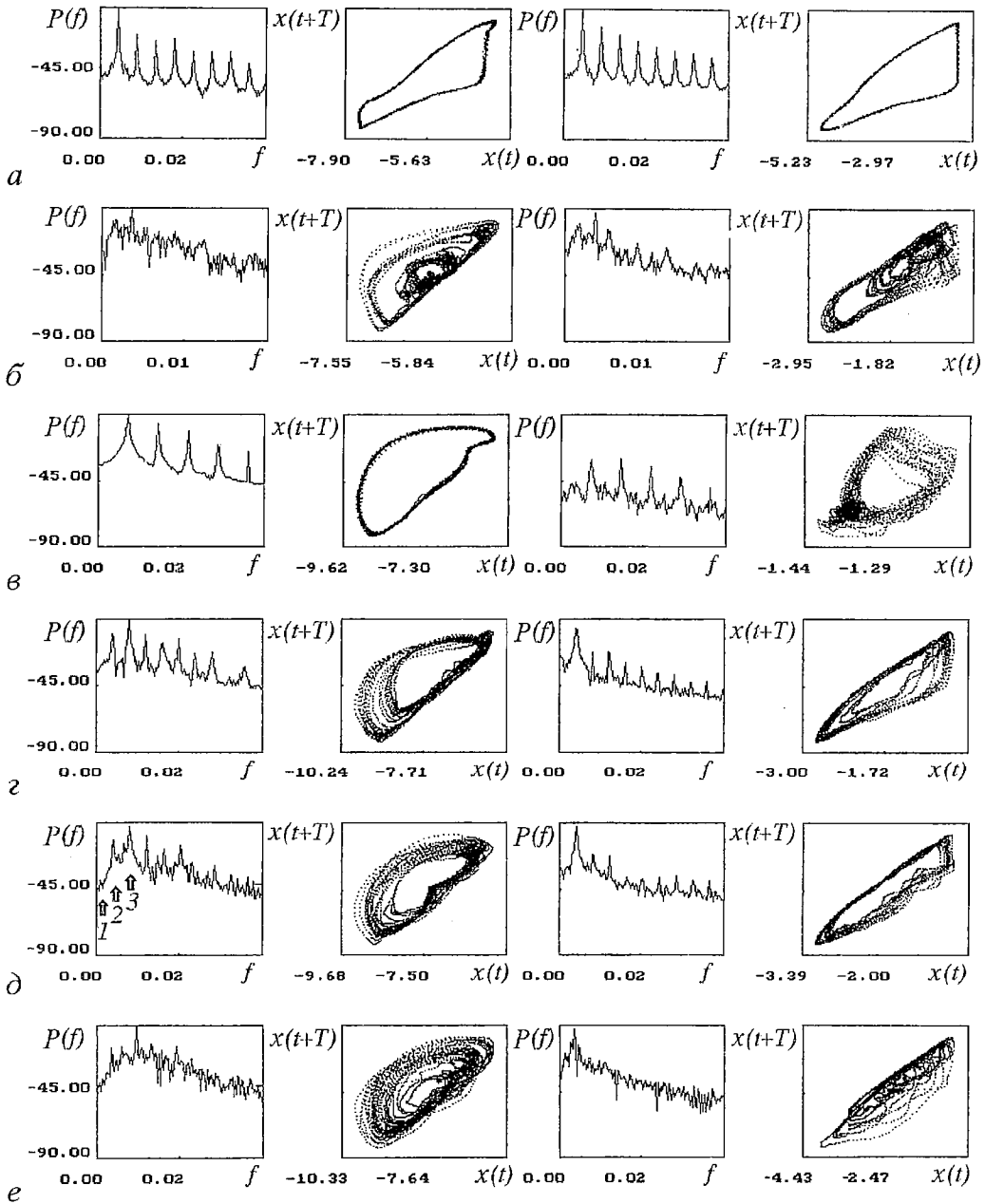


Рис. 9. Спектры мощности, фазовые портреты колебаний электрического поля в области ВК (два левых столбца) и на входе лампы обратной волны (два правых столбца); (а)–(е) соответствуют точкам  $a, \dots, e$  на рис. 8

Переход от устойчивых состояний в виркаторе к периодическим движениям в области  $P1$  (см. рис. 9, *а*) осуществлялся через две области  $C1$  и  $C2$  хаотических колебаний. Режим  $C1$  характеризуется колебаниями, у которых стадии регулярных движений хаотически сменяются срывами колебаний. При  $\alpha \approx 3.5$  увеличение  $\xi$  приводит к возникновению другого хаотического режима  $C2$ , образом которого служит странный аттрактор «петлеобразной» структуры (см. рис. 9, *б*). Движение на аттракторе можно разделить на два этапа: равномерное вращение по траектории, соответствующей предельному циклу в области регулярных движений, и сильно неравномерное по скорости сложное движение фазовой траектории в окрестности внутренней петли, вследствие чего появляются сбои в фазе колебательного процесса. Автокорреляционная функция колебательным образом спадает к нулю.

Увеличение параметра тока пучка  $\alpha$  приводит к появлению хаотических режимов  $C3$  при малых  $\xi$ ,  $C4$  и  $C5$  при больших  $\xi$ , а также при значениях  $\alpha \sim 5$  регулярных и квазипериодических движений. При  $\xi \sim 1$  наблюдается узкая область  $P2$  регулярных движений в виркаторе (см. рис. 9, *в*) с частотой  $f_0 \approx 1.4\omega_p/\pi$ . При этом лампа обратной волны работает в регенеративном режиме и обеспечивает запаздывающую обратную связь. Режим  $QP1$  (см. рис. 9, *г*) представляет собой квазипериодические колебания с двумя несоизмеримыми частотами:  $f_0$  и частотой генерации лампы обратной волны. Область  $P3$  соответствует возникновению резонансного цикла на торе с числом вращений  $1 : 2$ . На рис. 9, *д* представлены характеристики колебаний, соответствующие области  $QP2$  на карте режимов. В спектре выделяются три базовых частоты (отмечены цифрами на рисунке). Остальные спектральные компоненты являются линейными комбинациями этих частот. Здесь частоты 2 и 3 соответствуют частоте колебаний ВК и генерации ЛОВ, как и в режиме  $QP1$ . Физические процессы, приводящие к появлению частоты 1, обсуждаются в п. 2.3. В фазовом пространстве этому режиму соответствует тор-3. Дальнейший рост  $\xi$  приводит к возникновению нового хаотического режима  $C4$ . Аттрактор достаточно однороден (см. рис. 9, *е*), однако грубая структура предельного множества периодических и квазипериодических движений сохраняется. Автокорреляционная функция имеет вид близкий к  $\delta$ -функции.

Анализ размерности аттракторов позволил выделить на карте режимов область  $C5$ . Если для хаотических режимов  $C1-C4$  корреляционный интеграл испытывает насыщение с увеличением размерности пространства вложения, как это видно из рис. 10, *а*, на котором представлены зависимости наклона корреляционного интеграла [26] от масштаба наблюдения для различных значений размерности пространства вложения  $m$ , то в области  $C5$  размерность перестает насыщаться (рис. 10, *б*), что свидетельствует о большом числе  $n$  возбуждаемых степеней свободы в системе. Длительность временных реализаций позволила оценить число степеней свободы как  $n \geq 6$ .

Для сравнения различных режимов колебаний определялась средняя в области скейлинга корреляционного интеграла размерность аттракторов в зависимости от управляющих параметров  $\alpha$  и  $\xi$ . Значение размерности для двух значений  $\alpha$  в зависимости от  $\xi$  приведены в таблице. Из нее видно, что динамика системы в области  $\alpha \sim 2 \div 4$  характеризуется небольшими значениями размерности ( $D \leq 2.5$ ). Продвижение в область больших  $\alpha$  приводит к сильнонерегулярным режимам с размерностью аттракторов больше 3 (за исключением достаточно узкой области синхронизации колебаний при  $\xi \sim 1 \div 2.5$ ).

\* Данный режим можно классифицировать как автономные колебания ВК.

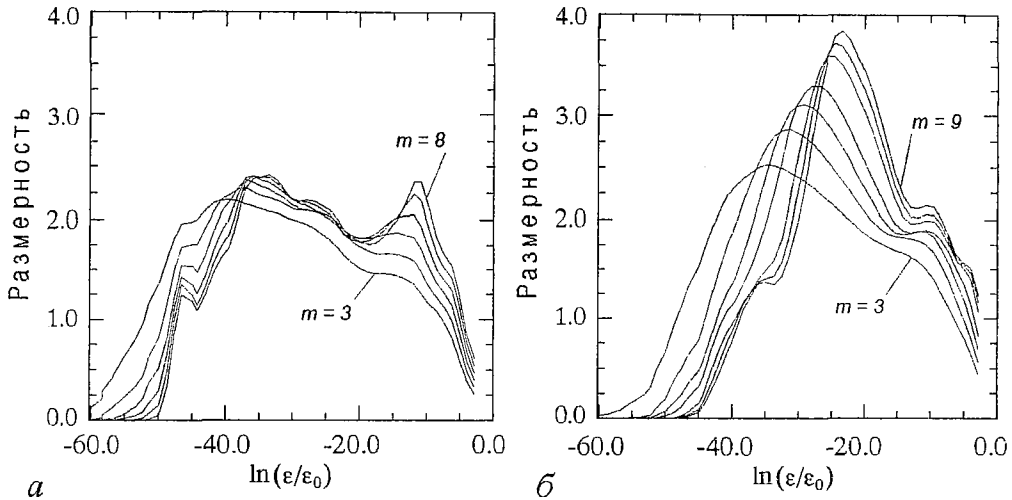


Рис. 10. Зависимости размерности аттрактора от масштаба наблюдения для различных значений размерности пространства вложения  $m$  для режимов C2 (а) и C5 (б)

Таблица

Размерность реконструированных аттракторов для различных значений параметров  $\alpha$  и  $\xi$

Безразмерный ток $\alpha$	Коэффициент связи $\xi$							
	0.0	0.5	1.0	2.0	2.5	3.5	4.0	5.0
3.3	1.03	1.06	2.21	1.02	1.06	1.17	1.35	14.0
5.0	3.24	3.12	1.07	1.12	1.10	3.30	3.73	3.90

**2.3. Физические процессы.** Рассмотрение динамики потока с помощью пространственно–временных диаграмм (рис. 11) позволило выделить физические процессы, сопровождающие хаотическую динамику. При небольшой надкритичности  $\alpha < 4.5$  возникновение сложного поведения связывается с процессами кинематической неустойчивости электронного потока, модулируемого полем обратной волны. Как видно из рис. 11, а, в потоке образуются два сгустка на каждом периоде колебаний – сгусток отраженных от ВК электронов и вторичный сгусток в пролетном потоке (обозначены стрелкой). Вторичная структура формируется в результате кинематической неустойчивости электронного потока. От нее отражается часть электронного потока, что оказывает влияние на условия формирования ВК на каждом последующем периоде колебаний (аналогичный механизм описан в [27]).

При большой надкритичности  $\alpha \geq 5$  ответственным за хаотическую динамику является сгусток метастабильных электронов, обозначенный стрелкой на рис. 11, б. Он существует в течение более чем одного периода колебаний и осуществляет дополнительную внутреннюю обратную связь, воздействуя на условия формирования ВК на последующих периодах колебаний после своего образования. Отвод даже небольшой части электронов из этой структуры и, следовательно, уменьшение заряда метастабильного сгустка, позволяет перевести систему в регулярный P2 или квазипериодический QP2 режимы. Последний связан с динамикой метастабильного сгустка, живущего в пространстве взаимодействия в течение 7÷8 периодов колебаний ВК (частота, отмеченная цифрой 1 в спектре на рис. 9, д, определяется именно этой структурой).

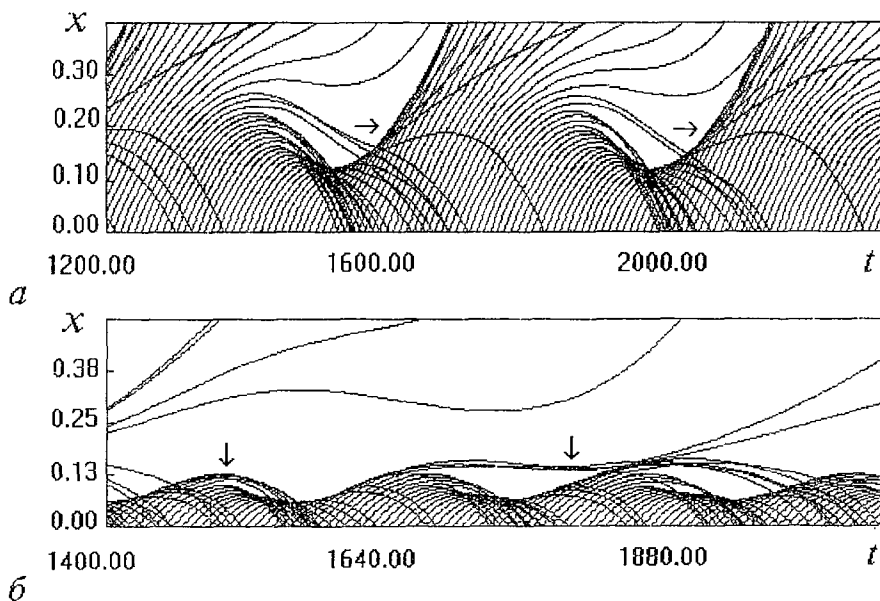


Рис. 11. Пространственно–временные диаграммы электронного потока для хаотических режимов при  $\alpha < 4$  (а) и  $\alpha > 5$ ,  $\xi > 4$  (б)

### Заключение

Проведенный анализ показывает возможность использования внутренней распределенной обратной связи для управления сложной динамикой прибора с ВК. Такие системы в определенных пределах могут конкурировать с системами с внешней обратной связью. Это обуславливается простотой конструкции – отсутствием внешних элементов связи с механической пререстройкой ее параметров.

Возможность управления динамикой виркаторной системы за счет изменения параметров внутренней обратной связи тесно связано с влиянием ее на процессы структурообразования в электронном потоке с ВК. В первой модели (двухсекционный виркатор с пониженным потенциалом коллектора) имеет место обратная связь по потоку через формирующуюся «вихревую» автоструктуру (влияние общего поля пространственного заряда уменьшено за счет введения средней сетки между секциями с ВК). Увеличение связи между структурами за счет роста пространственного заряда вихря при увеличении потенциала отражателя позволяет повысить сложность колебаний в области первого ВК. Во второй модели (виркатор – лампа обратной волны) обратная связь осуществлялась через поле, которое вводится из замедляющей системы в область формирования ВК (при этом отражения в пролетном потоке отсутствуют). Механизм возникновения хаотической динамики в этом случае связывается с формированием вторичных по отношению к ВК структур в потоке. Причем их роль возрастает с ростом коэффициента связи пучка с замедляющей системой и током пучка. Однако, при определенных условиях (примерное равенство частоты генерации лампы обратной волны характерной частоте колебаний ВК или ее субгармонике) удастся подавить образование вторичных электронных структур в потоке, и, как следствие этого, улучшить спектральные характеристики генерации ВК.

Отметим, что рассмотренный подход введения в систему на ВК внутренней обратной связи допускает дальнейшее развитие. К таким приборам могут быть отнесены виркаторы, в которых используются добротные резонансные системы либо в области формирования ВК [28], либо в области ускорения РЭП [29]. Кроме того, к системам, реализующим комбинированные типы обратной связи, можно



причислить связанные виркаторы виртодного типа [30]. Изменение параметров потока одного из модулей позволяет в этом случае эффективно влиять на динамику связанного с ним генератора [31].

*Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-16753) и Госкомвуза РФ (проект 2-33).*

## Библиографический список

1. *Birdsall C.K., Bridges W.B.* Electron dynamics of diode regions. N.-Y.: Academic Press, 1966.
2. *Селемир В.Д., Алехин Б.В., Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Степанов Н.В., Шамро О.А., Шибалко К.В.* Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ-приборов с виртуальным катодом // *Физика плазмы*. 1994. Т.20, №7,8. С.689.
3. *Thode L.E.* // *High Power Microwave Sources* / Eds. V.L. Granatstein and I. Alexeff. Boston: Artech House, 1987, Chap.14.
4. *Гадецкий Н.П., Магда И.И., Найстетер С.И., Прокопенко Ю.В., Чумаков В.И.* Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью – виртод // *Физика плазмы*. 1993. Т.19. С.530.
5. *Кислов В.Я., Мясин Е.А., Залогин Н.Н.* О нелинейной стохастизации автоколебаний в электронно-волновом генераторе с задержанной обратной связью // *РЭ*. 1979. Т.25. 1980. С. 2160.
6. *Кузнецов С.П.* Сложная динамика генератора с запаздывающей обратной связью // *Изв.вузов. Радиофизика*. 1982. Т.25. С. 1410.
7. *Анфиногентов В.Г.* Хаотические колебания и образование структур в СВЧ устройствах с ВК // *Актуальные проблемы электронного приборостроения*. Тез. докл., 10–12 сентября 1996. Саратов, 1996. Ч.1. С.63.
8. *Григорьев В.П., Жерлицин А.Г., Коваль Т.В.* // *Физика плазмы*. 1990. Т.16. С. 1353.
9. *Manneville P., Pomeau Y.* Different ways to turbulence in dissipative dynamical systems // *Physica 1D*. 1980. P.219.
10. *Wolf A., Swift J.B., Swinney H.L. and Vastano J.A.* Determining Lyapunov exponents from a time series // *Physica D*. 1985. Vol. 16. P.285.
11. *Grassberger P., Procaccia J.* Characterization of strange attractors // *Phys. Rev. Lett.* 1983. Vol. 50, № 5. P. 364.
12. *Безручко Б.П., Булгакова Л.В., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* Экспериментальные и теоретические исследования стохастических автоколебаний в лампе обратной волны // *Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Материалы 5-й зимней школы-семинара инженеров*. Саратов: Изд-во Саратов.ун-та, 1980. С.25.
13. *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // *Изв.вузов. Радиофизика*. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
14. *Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* Стохастические колебания в системе электронный пучок – обратная электромагнитная волна // *Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность*. Горький: Изд-во ИПФ АН СССР, 1980. С.29.
15. *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П.* Периодические и стохастические модуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // *Релятивистская высокочастотная электроника*. М.: Изд-во ИПФ АН СССР, 1981. С.101.
16. *Пегель И.В.* Моделирование нестационарных процессов в релятивистской лампе обратной волны методом макрочастиц // *Изв.вузов. Физика*. 1996. № 12. С.62.

17. Рыскин Н.М., Титов В.И., Трубецков Д.И. О сценарии перехода к хаосу в однопараметрической модели лампы обратной волны // Материалы науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ», 4–8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С.40.
18. Вакс В.Л., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. и др. // РЭ. 1994. Т.39. С.957
19. Электроника ламп обратной волны / Под ред. В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1975.
20. Григорьев В.П., Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Кузнецов С.И., Мельников Г.В. О возможности изменения частоты излучения внешним сигналом в СВЧ-триоде с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14. С. 2164.
21. Woo W., Benford J., Fittinghoff D., Harteneck B., Price D., Smith R. and Sze H. Phase locking of high-power microwave oscillators // J.Appl.Phys. Vol. 65, № 2, P. 861.
22. Hramov A.E. Influence of external action on chaotic dynamics of virtual cathode oscillations // Proc. 5th Int.Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics in Electronic Systems, Moscow, Russia, 26–27 June, 1997. P.443.
23. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.:Наука, 1990.
24. Роч П. Вычислительная гидродинамика, М: Мир, 1980.
25. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma Physics via Computer Simulation. Bristol: Adam Hilger, 1991.
26. Андрушкевич А.В., Кипчатов А.А., Красичков Л.В. Диагностика сложных колебаний по корреляционной размерности // Международный семинар. Нелинейные цепи и системы. 16–18 июня, 1992. Москва, 1992. Т.2. С.308.
27. Анфиногентов В.Г. Хаотические колебания в электронном потоке с виртуальным катодом // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т.2, № 5. С.69.
28. Benford J., Price D., Sze H., Bromley D. Interaction of a resonant microwave generator with an enclosing resonant cavity // J.Appl.Phys. 1987. Vol. 61. P. 2098.
29. Jiang W., Masugata K., Yatsui K. High-power microwave oscillator: vircator-klystron // Proc. of 11th International Conference on High Power Particle Beams. BEAMS'96. Prague. 10–14 June, 1996. P–1–29.
30. Magda I.I., Prokopenko Yu.I. Co-operative high-power radiation of two beams at the dual vircator complex // Proc. of 11th International Conference on High Power Particle Beams. BEAMS'96. Prague. 10–14 June, 1996. P–1–59.
31. Храмов А.Е. Колебания в системе двух связанных генераторов на виртуальном катоде виртодного типа с управляемой связью: вычислительный эксперимент // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т.6, № 1. С. 108.

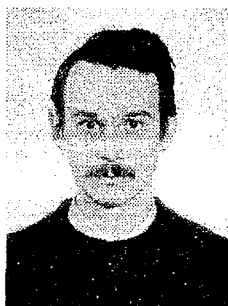
Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 24.12. 97

## INFLUENCE OF DISTRIBUTED FEEDBACK ON CHAOTIC VIRTUAL CATHODE OSCILLATION

V.G. Anfinogentov, A.E. Hramov

Complex dynamics of electron beam with virtual cathode and distributed feedback is considered with the aid of numerical simulation. Characteristics of virtual cathode complex dynamics is investigated. For the system with connection through electron beam formation of the different types of autostructures is considered. It is proved, that complications of virtual cathode oscillation are connected with an increase of interaction between structures. For the system with connection through electromagnetic fields (vircator – BWO) structures formation processes are investigated. It is demonstrated, that second structure suppression by the interaction of virtual cathode with backwave fields makes possible controlling of output radiation characteristics.



*Анфиногентов Василий Геннадиевич* – родился в 1968 году в Саратове, окончил Саратовский государственный университет (1991). После окончания университета работает на кафедре электроники и волновых процессов СГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1997) по специальности радиофизика. Область научных интересов – сложная динамика в распределенных системах электронной природы, мощная СВЧ электроника.



Научная конференция

**МОЛОДЕЖЬ И НАУКА НА ПОРОГЕ ХХІ ВЕКА  
МиН-ХХІ**

Саратов, Россия, 4–5 апреля 1998

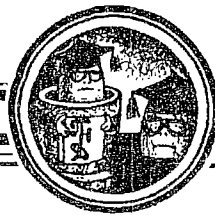
Работа конференции будет проходить по десяти специализированным секциям, представляющим широкий спектр гуманитарных и естественных научных направлений. Из 250 полученных Оргкомитетом тезисов докладов в программу конференции включено около 200, прошедших экспертную оценку научным комитетом конференции.

*Программа конференции будет выслана всем участникам до 20 марта 1998 года.*

Председатель научного комитета конференции  
Заслуженный деятель науки РФ, профессор Вадим Семенович Анищенко

Секретарь конференции  
Стрелкова Галина Ивановна, СГУ, III кор., ком. 35  
Тел.: (8452) 514549; e-mail: galya@chaos.ssu.runnet.ru





## КОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ ВИРТОДНОГО ТИПА С УПРАВЛЯЕМОЙ СВЯЗЬЮ: ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

*А.Е. Храмов*

Представлены результаты численного исследования нелинейной динамики системы двух связанных генераторов на виртуальном катоде с управляемой связью. Показано, что система демонстрирует различные режимы колебаний, включая синхронизацию и детерминированный хаос. Анализируется влияние параметров электронных потоков и линии связи на частоту генерации и разность фаз между генерируемыми сигналами в каждом из генераторов. Рассмотрение физических процессов показало, что хаотическая динамика связана с формированием и взаимодействием большого числа электронных структур в потоках каждого из виртодов, в то время как регулярная динамика появляется в результате подавления их роста.

### Введение

Возможность использования генераторов на виртуальном катоде (ВК) [1] в качестве модулей фазированных антенных решеток привлекает в последнее время все большее внимание исследователей (см., например, [2,3]). Это обусловлено в первую очередь возможностью эффективного управления прибором на ВК внешним СВЧ-сигналом [4–7]. Однако, классическая схема ввода внешнего поля непосредственно в область формирования ВК требует высокого уровня мощности управляющего сигнала, что является достаточно большим препятствием для использования подобных систем на практике. Поэтому особый интерес вызывает предложенная в [8] антенная решетка на генераторах виртодного типа [9]. В этом случае внешний сигнал, воздействуя на электронный пучок в области ускорения, приводит к модуляции потока, поступающего в пространство дрейфа. При этом, как показали эксперименты по модуляции сильноточных электронных пучков [10], необходимый уровень управляющего сигнала может быть уменьшен примерно на порядок. Одновременно с этим хорошо известно, что предварительная модуляция электронного потока оказывает существенное влияние на динамику ВК [6]. В работе [6] показывается возможность синхронизации колебаний в диодном промежутке со сверхкритическим током и предварительно промодулированным электронным потоком на частоте модуляции, причем разность фаз между управляющим сигналом и сигналом, генерируемым колебаниями ВК, стремится к нулю, что оптимально для увеличения выходной мощности связанной системы.

Вышесказанное позволяет считать систему связанных генераторов

виртодного типа с предварительной модуляцией электронного потока одним из перспективных элементов для создания антенных решеток на СВЧ-устройствах сверхбольшого уровня мощности. Вместе с тем характерной особенностью прибора с ВК является сложное поведение, включая хаотическое (см. [11–13]). Виркатор с обратной связью (виртод) также при определенных условиях может демонстрировать хаотическую динамику [14]. Поэтому естественно предположить наличие сложных режимов в системе связанных виртодов. Важно также понимание физических механизмов, приводящих к сложной внутренней динамике в такой системе, так как это позволит выработать более эффективные методы управления поведением комплекса.

В представленной работе численно исследуется нелинейная динамика системы двух связанных генераторов на ВК виртодного типа. В разделе 1 обсуждается модель, а также поведение исследуемой системы. В разделе 2 рассматриваются характеристики режима синхронизации. Физические процессы, сопровождающие различные режимы поведения, анализируются в разделе 3. В нем также рассматривается динамика системы с позиций образования и взаимодействия внутренних структур в исследуемой системе.

## 1. Описание модели. Поведение исследуемой системы

В качестве модели исследуемой физической системы рассмотрена совокупность двух идентичных вакуумных диодов, в каждый из которых инжектируется моноскоростной сильнооточный электронный поток с релятивистским фактором  $\gamma_0=3.5$  и током пучка  $I_1, I_2$  соответственно для первого и второго диода. Поток перед поступлением в пространство взаимодействия каждого из виртодов модулируется в узком зазоре электромагнитным сигналом, снимаемым из пространства взаимодействия другого виртода и подаваемым в модулятор с некоторой задержкой во времени. В данной работе рассматривается редитронная модель виркатора [15], в которой отраженные от ВК электроны полностью осаждаются на аноде, что препятствует накоплению осциллирующих заряженных частиц в промежутке «катод – виртуальный катод». Такая схема позволяет повысить качество спектра и эффективность преобразования энергии по сравнению с «классическим виркатором» [11,15–17].

Основными параметрами, от которых зависит поведение системы, являются отношение  $\alpha_i$  тока пучка  $I_i$  к предельному вакуумному току  $I_0$  и параметры линии внешней связи между модулями: время задержки  $\tau_i$  и коэффициент связи  $A_i$ , определяющий глубину модуляции  $m$  электронного потока при выходе из модулятора и входе в пространство дрейфа (здесь  $i=1,2$  – номер виртода). В данной работе, если не оговаривается особо, предполагается случай симметричной связи между модулями, то есть  $\tau_1=\tau_2=\tau$  при фиксированном коэффициенте связи  $A_1=A_2=A$ , соответствующим глубине модуляции потока  $m\sim 15\%$ .

Численное моделирование нелинейных нестационарных процессов в нашей системе осуществлялось с помощью классического для подобных задач метода «частиц в ячейке» (PIC-метод) [18].

Результаты вычислительного эксперимента приведены на рис. 1, на котором представлена бифуркационная диаграмма режимов колебаний комплекса на плоскости параметров  $(\alpha_1/\alpha_2, \tau)$  при фиксированном  $\alpha_2=2.2$ . Реконструированные фазовые портреты по методу Такенса [19] и спектры мощности колебаний электрического поля в области ВК в первом и втором виртодах для различных динамических режимов представлены на рис. 2.

На бифуркационной диаграмме видно, что режим синхронизации (область  $S$ ) возникает в системе при отношениях  $\alpha_1/\alpha_2$  близких к единице, то есть при небольшой расстройке по частоте ( $\Delta f / f_i < 30\%$ , где  $f_i$  – частота колебаний в автономном режиме в диоде при токе  $\alpha_i$ ; это условие эквивалентно небольшому значению  $\Delta\alpha=|\alpha_1-\alpha_2|$ ). В фазовом пространстве каждой из подсистем наблюдается

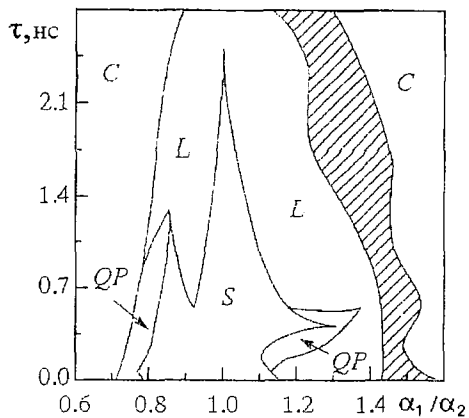


Рис. 1. Карта режимов колебаний системы на плоскости параметров  $(\alpha_1/\alpha_2, \tau)$

однотактный предельный цикл (рис. 2, а). С увеличением длительности задержки внешней связи ширина области синхронизации уменьшается, и при  $\tau \sim 2.5$  нс режим регулярных колебаний с одной частотой в каждом из виртодов мягко разрушается.

Область синхронизации окружена областью слабо нерегулярных колебаний (область  $L$ ). В этом случае спектр состоит из уширенных спектральных линий, выделяющихся на шумовом основании, причем колебания в каждом из модулей происходят с одной характерной частотой. Аттрактор представляет собой узкую ленту в фазовом пространстве (рис. 2, б).

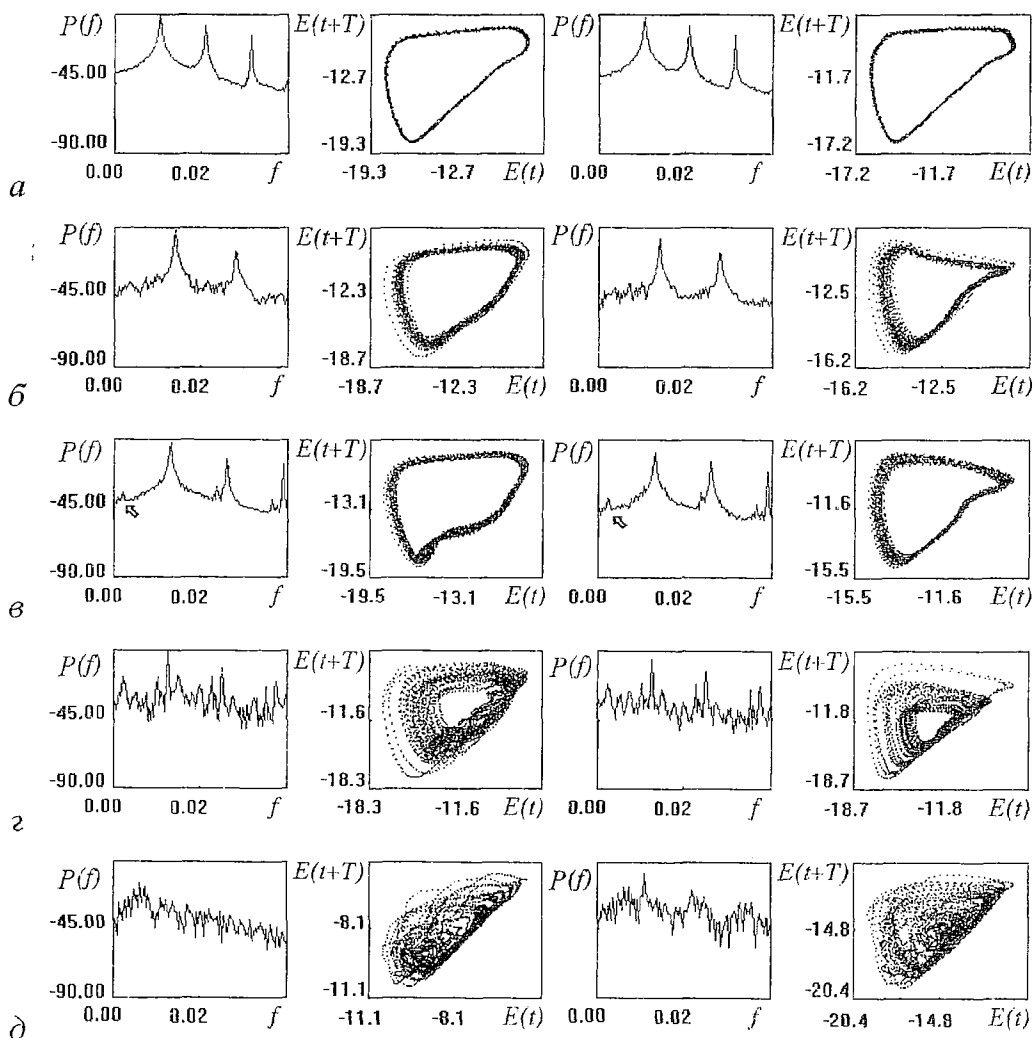


Рис. 2. Спектры мощности и фазовые портреты колебаний электрического поля в области ВК в первом (два левых столбца) и втором (два правых столбца) виртодах для различных динамических режимов

При небольших  $\tau$  наблюдается две области ( $QP$ ) квазипериодических движений с двумя характерными частотами (рис. 2, в), одна из которых соответствует характерной частоте генерации комплекса, определяемой характерным временным масштабом  $1/2\omega_p$  колебаний ВК. Природа другой частоты (отмечена стрелкой на рис. 2, в) обсуждается в разделе 3.

Заштрихованная область на карте режимов соответствует режиму биений с частотой расстройки подсистем  $\delta f = |f_2 - f_1|$  (рис. 2, г). Движение в фазовом пространстве близко к движению на двумерном торе.

Большая расстройка по частоте (отношение  $\alpha_1/\alpha_2$  велико) приводит к появлению сильно нерегулярных колебаний (область С; рис. 2, д). В спектре присутствует высокий шумовой пьедестал, который медленно спадает с ростом частоты. Аттрактор занимает целую область в фазовом пространстве, причем траектория заполняет ее достаточно однородно.

Для выяснения природы сложных колебаний в исследуемой системе вычислялась корреляционная размерность аттракторов  $D$  по алгоритму Грассбергера – Прокаччиа [20]. Размерность аттракторов во всех режимах невелика (не более  $3.5 \div 4$ ), что свидетельствует о небольшом числе активных степеней свободы, вовлекаемых в колебательное движение в исследуемой распределенной, а следовательно, и обладающей бесконечным числом степеней свободы системе. При этом с увеличением размерности пространства вложения  $d$  наблюдается насыщение размерности аттракторов  $D$ , как это видно из рис. 3, на котором представлена размерность аттрактора, определенная в области скейлинга на кривых наклона корреляционного интеграла. Таким образом, можно утверждать что природа сложных колебаний в системе носит динамический характер [21].

В качестве количественной характеристики сложности поведения системы может служить усредненная по диапазону масштаба наблюдения размерность аттрактора. Рис. 4 демонстрирует зависимость усредненной размерности аттрактора  $D$  от отношения  $\alpha_1/\alpha_2$  для различных значений  $\tau$ . Усреднение произведено в диапазоне  $-35 \div -10$  дБ масштаба наблюдения, нормированного на характерный размер аттрактора. Из рисунка видно, что с уменьшением времени задержки размерность аттракторов, а следовательно, и сложность колебаний уменьшается, и в режиме синхронизации  $D \approx 1$ , что соответствует предельному циклу в фазовом пространстве.

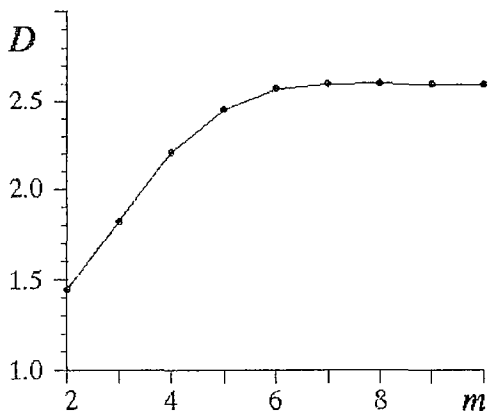


Рис. 3. Размерность аттрактора как функция размерности пространства вложения  $m$  для режима развитого хаоса

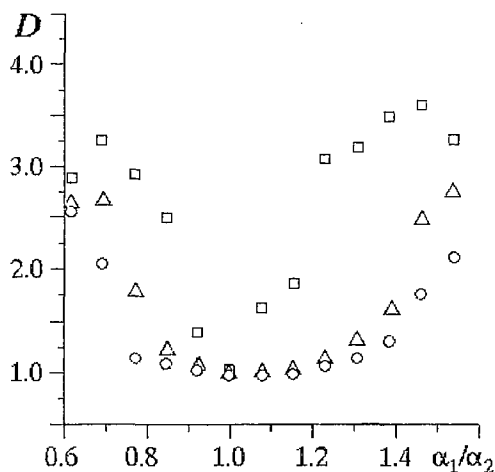


Рис. 4. Зависимость размерности аттрактора от отношения токов пучков для различных времен задержки  $\tau$ , нс:  $\square$  – 2.0;  $\Delta$  – 0.5;  $\circ$  – 0.1

## 2. Синхронизация

Как уже обсуждалось в разделе 1, при небольшой расстройке генераторов по частоте (инжектируемые в каждый из диодов токи различаются не сильно  $\Delta\alpha < 1$ ) в системе наблюдается режим синхронизации, когда сигналы обоих генераторов регулярны и имеют одну частоту; причем между ними устанавливается некая, не меняющаяся во времени, разность фаз  $\Delta\phi$ . При симметричной связи между модулями область синхронизации на плоскости параметров сужается с увеличением времени задержки. При этом ширина полосы синхронизации  $\Delta f$  сильно зависит от величины коэффициента связи  $A$ , и в диапазоне  $A$ , соответствующих глубине модуляции  $m \sim 10 \div 15\%$ , ширина полосы синхронизации может быть оценена как

$$\Delta f \sim (\text{const}/A^q), \quad \tau < \tau_{\text{кр}}(A, \Delta\alpha). \quad (*)$$

Здесь  $q \approx 1/2$ ,  $\Delta\alpha < 1$ . Отличительной особенностью поведения системы в этом случае является наличие порогового времени задержки  $\tau_{\text{кр}}$ , при превышении которого режим синхронизации разрушается. Отметим, что функция  $\tau_{\text{кр}}(A, \Delta\alpha)$  является убывающей с ростом коэффициента связи  $A$  и расстройки  $\Delta\alpha$ .

При большой расстройке  $\Delta\alpha \sim 1$  эмпирическая зависимость (\*) перестает выполняться, так как в этом случае существует пороговое время  $\tau_{\text{кр, min}}$ , ограничивающее время задержки сигнала, при котором наблюдаются регулярные колебания в системе, не только сверху, но и с низу. Причем в диапазоне  $\tau_{\text{кр, min}} < \tau < \tau_{\text{кр}}$  необходимый коэффициент связи, при котором обеспечивается синхронизация колебаний, должен быть достаточно велик ( $m \sim 20\%$ ).

На рис. 5 представлены характеристики колебаний в каждом из генераторов в различные моменты времени в течение длительности импульса ускоряющего напряжения, подаваемого в диоды без какого-либо сдвига во времени. Сверху на рисунке приведена форма импульса и выделены интервалы времени, которым соответствуют представленные ниже спектры и проекции фазовых портретов. Отметим, что ток второго диода (два правых столбца рисунков) больше тока первого диода (два левых столбца рисунков). Рисунки наглядно иллюстрируют процесс установления режима синхронизации в связанной системе. В начале импульса спектр колебания в каждом из виртодов близок к шумовому, однако развитие электростатической неустойчивости в потоке второго диода с большим током происходит быстрее, чем в потоке первого диода. В спектре второго генератора на рис. 5,1 прослеживается слабо выраженный пик (отмечен стрелкой) на частоте колебаний в автономном диоде с таким же током. Это в свою очередь приводит к глубокой модуляции потока, инжектируемого в первый диод, в котором ВК еще не сформирован. Модуляция оказывает достаточно сильное влияние на условия образования в нем ВК [6]. В сплошном спектре сигнала первого диода наблюдается только слабый пик на частоте колебаний второго диода. В дальнейшем (рис. 5,2) с формированием ВК в первом диоде (частота колебаний которого близка к частоте генерации второго диода за счет предварительной модуляции потока) происходит увеличение интенсивности воздействия на поток во втором диоде. Следствием этого является подстройка частоты генерации обоих модулей к средней частоте, которая лежит достаточно близко к частоте автономных колебаний во втором диоде с большим током за счет вышеописанных процессов на начальном этапе. С дальнейшим течением времени качество спектра генерации комплекса повышается: в спектре четко выделяется частота синхронизации и ее гармоники, шумовой пьедестал понижается до уровня порядка 45 дБ в области первой гармоники частоты синхронизации и быстро спадает с ростом частоты (рис. 5,3,4).

Длительность переходного процесса, приводящего к установлению



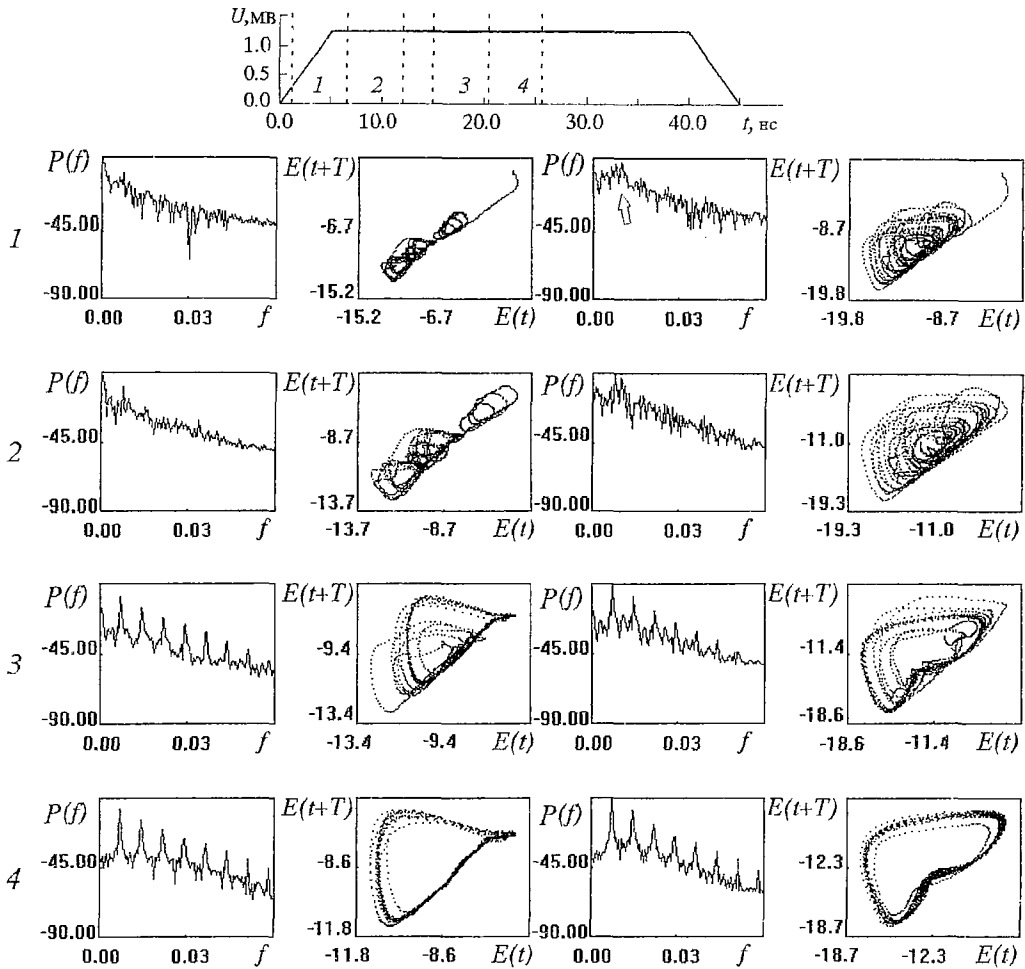


Рис. 5. Характеристики колебаний в каждом из генераторов в различные моменты времени в течении длительности импульса ускоряющего напряжения. Форма импульса представлена на верхнем рисунке.

регулярных колебаний с одной частотой в каждом из модулей, достаточно сильно зависит от параметров линии связи. Если расстройка  $\Delta\alpha$  достаточно велика, то при малых  $\tau$  с ростом  $A$  длительность переходного процесса увеличивается, при больших  $\tau$  – уменьшается. При малой расстройке ( $\Delta\alpha \ll 1$ ) влияние параметров симметричной внешней связи на поведение системы существенно меньше, однако введение асимметрии в систему за счет неравенства времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  позволяет достаточно эффективно управлять фазовыми соотношениями между сигналами модулей (см. ниже).

Рис. 6 иллюстрирует зависимость частоты генерации комплекса в режиме синхронизации от тока  $\alpha_2$  (рис. 6, а) для различных  $\tau$  и от времени задержки при различных токах пучков (рис. 6, б). На рисунках также приведены значения частоты генерации автономного генератора с соответствующим током пучка (кривая 1 на рис. 6, а и частоты  $f_i$  на рис. 6, б). Видно, что введение в систему внешней запаздывающей обратной связи приводит к уменьшению частоты генерации, причем с увеличением длительности задержки частота уменьшается. Таким образом, существует возможность перестройки частоты генерации комплекса в пределах  $\Delta f/f \sim 10 \div 20\%$  с помощью управления параметрами линии внешней связи (в первую очередь за счет изменения времени задержки  $\tau$ ). С

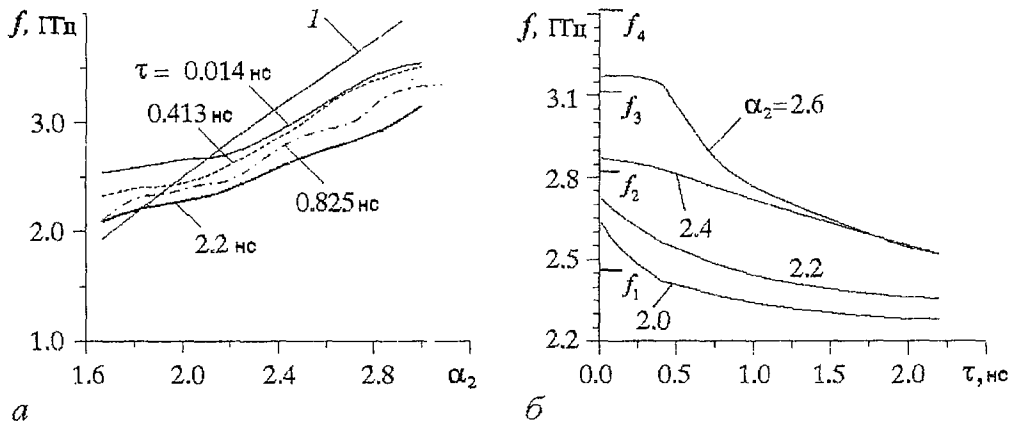


Рис. 6. Частота генерации комплекса как функция тока пучка  $\alpha_2$  (а) и времени задержки (б) при  $\alpha_1=2.2$ ; на рис. а кривая 1 соответствует режиму автономной генерации; на рис. б отмечены частоты  $f_i$  автономной генерации для следующих значений тока  $\alpha_2$ :  $f_1 - 2.0, f_2 - 2.2, f_3 - 2.4, f_4 - 2.6$

увеличением токов пучков, инжектируемых в диоды, частота связанной системы растет более медленно, чем в автономном генераторе.

С точки зрения возможности применения исследуемой системы как модуля фазированных антенных решеток особый интерес представляют фазовые соотношения между СВЧ-сигналами в каждом из виртодов.

На рис. 7 приведены зависимости разности фаз  $\Delta\phi$  между сигналами в каждом из виртодов от тока пучка  $\alpha_2$  (рис. 7, а) и времени задержки  $\tau$  (рис. 7, б). Кривые для различных  $\tau$  проходят через ноль в точке со значением  $\alpha_2 = \alpha'$ , равном току автономного диода с запаздывающей обратной связью с таким же временем задержки, при котором частота генерации связанной системы равна частоте генерации автономного виртода с таким же временем задержки обратной связи. При малых временах задержки ( $\tau < 0.15$  нс)  $\Delta\phi$  трижды меняет знак в окрестности  $\alpha'$ . Отметим, что значение  $\alpha'$  близко к значению  $\alpha_1$  (разрешения на рис. 7, а не достаточно для наблюдения этого различия). Из графиков видно, что изменение времени задержки  $\tau$  позволяет перестраивать разность фаз в достаточно широких пределах. При малой расстройке генераторов ( $\Delta\alpha \ll 1$ ) влияние симметричной связи ( $\tau_1 = \tau_2$ ) на разность фаз  $\Delta\phi$  очень мало (кривая для  $\alpha = 2.2$  на рис. 7, б).

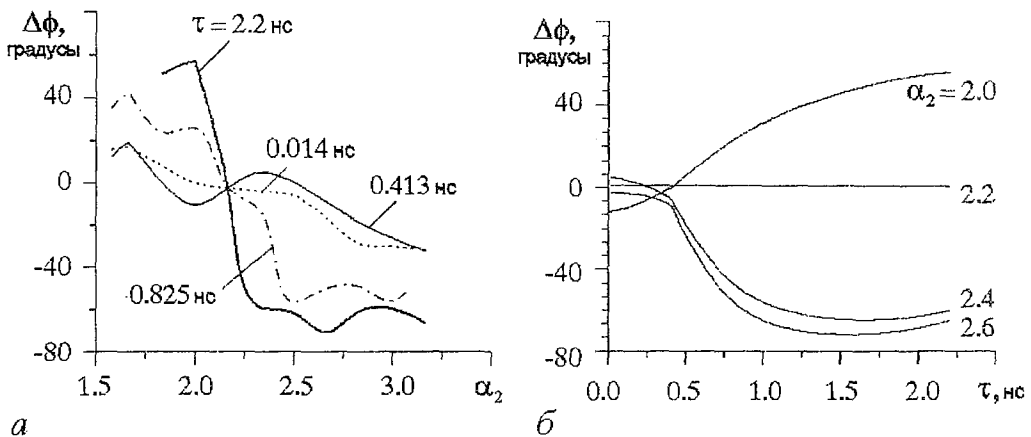


Рис. 7. Разность фаз между генерируемыми сигналами в каждом из виртодов как функция тока пучка  $\alpha_2$  (а) и времени задержки (б) при  $\alpha_1=2.2$

Введение в систему асимметрии, связанной с различными временами задержки  $\tau_1$  и  $\tau_2$  ( $\tau_1 \neq \tau_2$ ), позволило достаточно эффективно управлять  $\Delta\phi$  практически без изменения частоты генерации. Как видно из рис. 8, за счет изменения только времени задержки в одной из цепей внешней связи возможно перестраивать разность фаз в пределах  $0 \div \pi/2$ . Увеличение фиксированного времени задержки  $\tau_1$  приводит к потере монотонности роста  $\Delta\phi$  с увеличением  $\tau_2$ . Отметим, что увеличение коэффициента связи  $A$  (или, что тоже самое, глубины модуляции инжектируемого в пространство дрейфа потока) приводит к уменьшению разности фаз между колебаниями в обоих виртодах (ср. кривые 1 и 3 на рис. 8, соответствующие  $m \approx 15\%$  и  $m \approx 25\%$ ). При временах задержки  $\tau_i > 2.5$  нс режим синхронизации разрушался, и система переходила к хаотическим колебаниям через перемежаемость.

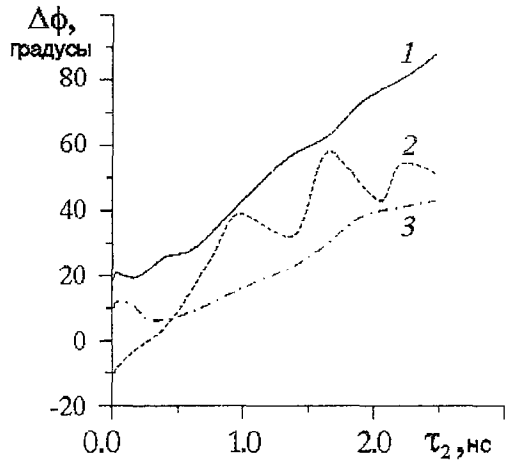


Рис. 8. Несимметричный случай; разность сред между генерируемыми сигналами в каждом из виртодов как функция времени задержки  $\tau_2$  для различных значений  $\tau_1$  и  $A$ : 1 -  $\tau_1=0.014$  нс,  $A=2$  ( $m=15\%$ ); 2 -  $\tau_1=1.4$  нс,  $A=2$  ( $m=15\%$ ); 3 -  $\tau_1=0.014$  нс,  $A=3$  ( $m=25\%$ )

В области  $L$  колебания в каждом из модулей происходят с одной характерной частотой, при этом между модулями имеет место взаимная квазисинхронизация, то есть синхронизация с некоторой частотной ошибкой, колеблющейся около нулевого среднего значения.

### 3. Физические процессы

Известно, что сложная динамика распределенных систем различной природы связывается с формированием и взаимодействием когерентных структур (см., например, [22–25], а также библиографию к ним). Как было показано для электронного потока с ВК в диоде Пирса [26,27] и трубе дрейфа [28,29], а также для систем на ВК с различными типами обратной связи [14,30] сложная динамика в таких системах определяется взаимодействием нескольких электронных структур в потоке.

Анализ физических процессов в исследуемой нами системе, проводимый с помощью рассмотрения пространственно–временных диаграмм и выделения когерентных структур по методу Карунена – Лозва, продемонстрировал подобную ситуацию.

На рис. 9 представлены пространственно–временные диаграммы потока в пространстве взаимодействия одного из модулей для случая регулярных движений в режиме синхронизации (рис. 9, а), слабохаотических (рис. 9, б) и сильнохаотических (рис. 9, в) колебаний в исследуемой системе.

Как видно из рис. 9, а, в режиме регулярных колебаний в потоке возникает только один сгусток заряженных частиц на каждом периоде колебаний (виртуальный катод), который формируется в результате электростатической неустойчивости [31]. Визуально ему соответствуют темные области на рисунке – сгущения траекторий заряженных частиц. В этом случае в потоке можно выделить два типа заряженных частиц – пролетные частицы и отраженные от ВК обратно к плоскости инжекции частицы. Это хорошо видно на рис. 10 (кривая 1), на котором изображена функция распределения  $\Phi(T_i)$  заряженных частиц по временам жизни  $T_i$  в пространстве взаимодействия.  $\Phi(T_i)$  имеет двугорбое распределение, где

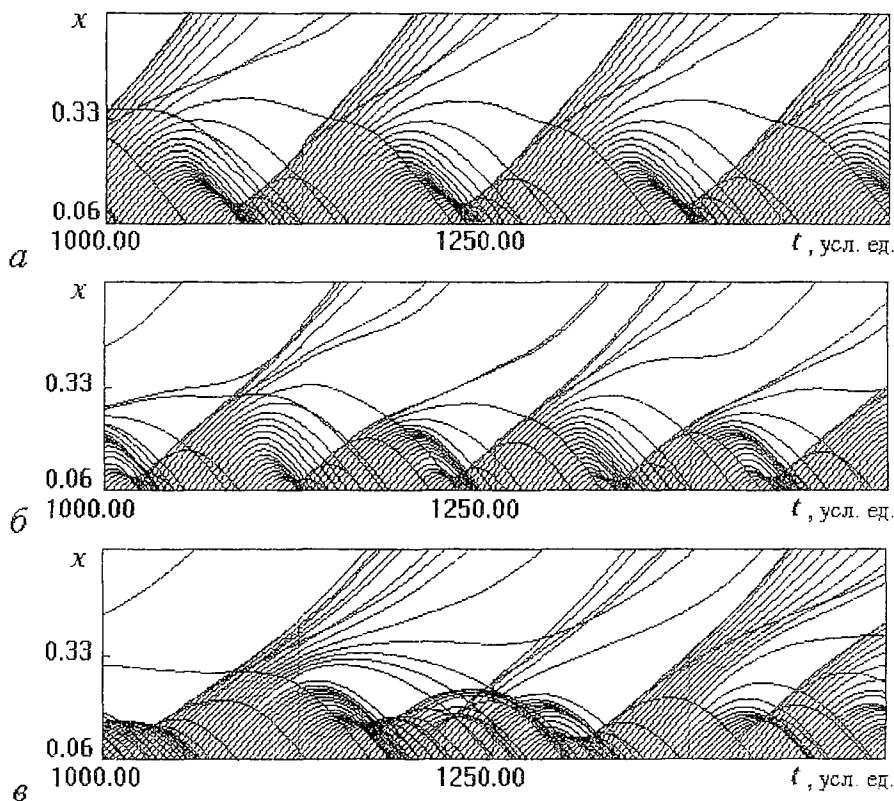


Рис. 9. Пространственно–временные диаграммы электронного потока в одном из виртодов для различных режимов колебаний: *a* – соответствует режиму *S*; *b* – *L*; *c* – *C*

первый ярко выраженный пик соответствует отраженным от ВК частицам, а второй – пролетным частицам, которым хватает кинетической энергии, чтобы преодолеть потенциальный барьер (виртуальный катод) и, ускоряясь, выйти из зоны ВК к коллектору. Таким образом, в потоке не существует частиц, которые оставались бы в области, близкой к плоскости инжекции (метастабильные частицы [11]), и влияли на условия формирования ВК на последующих периодах колебаний.

Изменение времени задержки и расстройки модулей приводит лишь к подстройке времени существования ВК в потоке за счет модуляции, которая, увеличивая (или уменьшая) скорость инжектируемого потока, позволяет затормозить (или ускорить) процессы формирования–распада ВК. При этом времена начала формирования ВК в потоке каждого из модулей отличаются на некоторую величину, которая и определяет сдвиг фаз между сигналами модулей.

С ростом времени задержки, а также при небольшом увеличении расстройки между модулями возникновение слабой неустойчивости фазовых траекторий на аттракторе (режим *L*) связывается с зависимостью плотности пространственного заряда ВК от стартовых условий формирования ВК на каждом периоде колебаний. Действительно, как видно из пространственно–временной диаграммы в потоке, как и в предыдущем случае, существует только одна электронная структура – виртуальный катод, а слабое возмущение начальных условий ее формирования может быть объяснено влиянием внешнего сигнала прошедшего через линию задержки с  $\tau > \tau_{кр}$ . При этом внешний сигнал влияет на плотность пространственного заряда в области, прилегающей к входной сетке, посредством превращения модуляции по скорости потока в модуляцию по плотности, однако в данном случае этот эффект невелик и движение слабонерегулярно (в фазовом пространстве наблюдается размытый предельный цикл (см. рис. 9, *b*)).

При большой расстройке ситуация меняется. В этом случае в потоке кроме основной структуры (ВК) образуются вторичные структуры, возникновение которых обусловлено кинематической группировкой промодулированного потока. Как видно из пространственно-временной диаграммы (см. рис. 9, в), в этом случае происходит отражение части потока от вторичных структур, что оказывает сильное влияние на начальные условия формирования ВК на каждом периоде колебаний, в результате чего неустойчивость движения потока возрастает и колебания хаотизируются. Спектр возможных времен жизни электронов в пространстве дрейфа уширяется (кривая 2 на рис. 10). Распределение  $\Phi(T_1)$  становится более равномерным, то есть в потоке существует примерно одинаковое число частиц с различными временами жизни, что свидетельствует о формировании в потоке каждого из модулей внутренней распределенной обратной связи, реализующейся за счет частиц, отраженных от вторичных структур и имеющих большие значения  $T_1$ .

Появление квазипериодических режимов (QP) связано с динамикой частиц, время жизни которых больше характерного масштаба колебаний ВК. В результате в потоке формируется метастабильный сгусток, ответственный за появление второй независимой частоты в спектре (отмечена стрелкой на рис. 2, в). Однако плотность пространственного заряда метастабильного сгустка электронов незначительна и интенсивность соответствующей частоты в спектре генерации невелика. Отметим, что такая ситуация, связанная с формированием и динамикой метастабильного сгустка, достаточно характерна для виркаторной системы, находящейся под внешним воздействием (см., например, [14]).

Для количественного анализа внутренней динамики потока с точки зрения формирования и взаимодействия когерентных структур, мы использовали алгоритм Карунена – Лоэва [32], состоящий в определении функций  $\Psi(x)$  (так называемых мод Карунена – Лоэва), удовлетворяющих интегральному уравнению вида

$$\int K(x, x') \Psi(x') dx' = \Lambda \Psi(x),$$

где ядро уравнения  $K(x, x') = \langle \rho(x, t) \rho(x', t) \rangle_t$  – двухточечная взаимная корреляционная функция;  $\langle \dots \rangle_t$  обозначает усреднение по времени, а  $\rho(x, t)$  – пространственно-временной набор распределений плотности пространственного заряда в пространстве взаимодействия, приведенный к нулевому среднему.

Собственное значение  $\Lambda_n$ , соответствующее  $n$ -й моде  $\Psi_n$ , пропорционально энергии потока, заключенной в этой моде. Мерой этой энергии в случае базиса из  $N$  функций может служить отношение  $\Lambda_n$  к полной энергии потока  $\sum_i \Lambda_i$

$$W_n = (\Lambda_n / \sum_{i=1}^N \Lambda_i) \times 100\%.$$

В таблице представлены энергии первых десяти мод для режима синхронизации и хаотической генерации. Из анализа распределения энергии по модам Карунена – Лоэва следует, что динамика процессов в каждом из режимов определяется несколькими высшими модами, в которых сосредоточено более 90% энергии потока. Энергии мод

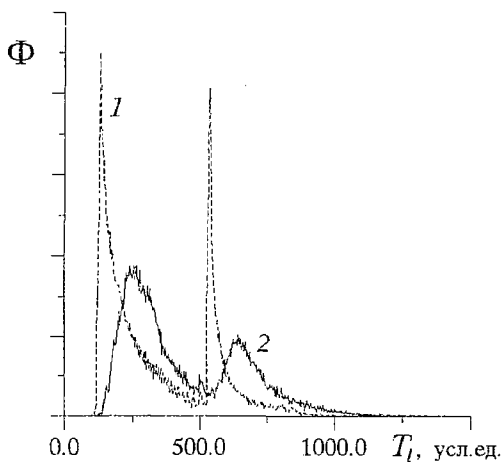


Рис. 10. Функция распределения заряженных частиц по временам жизни в пространстве взаимодействия в одном из виртодов для случая регулярных колебаний (кривая 1) и развитого хаоса (кривая 2)

Распределение энергии по модам Карунена – Лозва  
для различных режимов колебаний комплекса

Номер моды, $n$	Энергия мод(в %) для режима	
	синхронизации	развитого хаоса
1	46.74	42.99
2	12.33	13.42
3	11.28	12.71
4	5.89	7.48
5	5.45	7.12
6	3.84	3.82
7	3.46	3.56
8	2.17	2.01
9	2.07	1.88
10	1.36	1.18

с номерами  $n > 5$  практически не меняются с переходом от одного режима к другому, что свидетельствует о том, что низшие моды не описывают усложнение внутренних процессов в потоке.

Анализ временной динамики мод, определенной как  $A_n(t) = \int \rho(x,t) \Psi_n(x) dx$  показал, что во всех режимах не наблюдается статистической взаимосвязи между процессами  $A_1$  и  $A_2$  (взаимная корреляционная функция  $R_{A_1, A_2} \rightarrow 0$  очень быстро). Вместе с тем динамика 2÷5 мод показывает, что между ними существует определенная взаимосвязь ( $R_{A_i, A_j}$  спадает намного медленнее предыдущего случая,

здесь  $i, j = \overline{2, 5}$ ). Это позволяет предположить (см., например, [33]), что высшая мода описывает поведение основной структуры потока (ВК), на которую приходится порядка половины колебательной энергии, в то время как моды с последующими номерами описывают процессы, связанные с формированием вторичных структур в результате кинематической группировки и распада ВК.

Из таблицы видно, что переход к хаотическим колебаниям сопровождается уменьшением энергии 1-й моды, с одновременным ростом энергии 2÷5 мод, что согласуется с вышеописанными физическими процессами, определяющимися возникновением в потоке вторичных электронных структур, взаимодействием между которыми объясняется усложнение динамики в каждом из виртодов.

### Заключение

Система генераторов на виртуальном катоде виртодного типа, связанных управляемой линией связи, демонстрирует широкий спектр нелинейных динамических явлений, таких как синхронизация, квазипериодические колебания, хаос. Поведение исследуемой системы определяется внутренней динамикой когерентных структур в потоке, причем хаотические колебания сопровождаются увеличением энергии вторичных структур и установлением связи между ними и виртуальным катодом. В режиме синхронизации существует возможность достаточно эффективного управления частотой и фазовыми соотношениями сигналов в в системе за счет изменения параметров линии связи.

Полученные результаты позволяют рассматривать исследуемую систему как перспективный элемент для построения систем с большим числом степеней свободы – сверхмощных комплексов на параллельно работающих виркаторах.

В заключение автор выражает благодарность В.Г. Анфиногентову за плодотворные дискуссии и ряд ценных замечаний. Автор также благодарен Е.Л. Козленко за обсуждение ряда вопросов диагностики сложных режимов колебаний по корреляционной размерности.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 96-02-16753.*

### **Библиографический список**

1. *Thode L.E.* // High Power Microwave Sources / Eds. V.L. Granatstein and I. Alexeff. Boston: Artech House, 1987. Ch. 14. P. 507.
2. *Sze H., Harteneck B. and Price D.* Phase locking of two strongly coupled vircators // J.Appl.Phys. 1990. Vol. 67, № 5. P. 2278.
3. *Hendricks K., Richard A. and Noggle R.* Experimental results of phase locking two virtual cathode oscillator // J.Appl.Phys. 1990. Vol. 68, № 2. P. 820.
4. *Woo W., Benford J., Fittingoft D., Harteneck B., Price D., Smith R. and Sze H.* Phase locking of high-power microwave oscillators // J.Appl.Phys. 1989. Vol. 65, № 2. P. 861.
5. *Григорьев В.П., Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Кузнецов С.И., Мельников Г.В.* О возможности изменения частоты излучения внешним сигналом в СВЧ-триоде с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 23. С. 2164.
6. *Hramov A.E.* Influence of external action on chaotic dynamics of virtual cathode oscillations // Proc. of the 5th International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems. NDES'97. 26-27 June, Moscow, 1997. P. 443.
7. *Didenko A.N. et al.* Influence of external high frequency signal on generation in the virtual cathode // 7th Int. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'88. Book of Abstracts. Karlsruhe, 1988. P. 338.
8. *Magda I.I., Prokopenko Yu.V.* Cooperative high-power radiation of a two beam-two vircator assembly // 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'96. Book of Abstracts. Prague, 1996. P- 1-59.
9. *Гадецкий Н.Н., Магда И.И., Найстетер С.И., Прокопенко Ю.В., Чумаков В.И.* Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью – виртод // Физика плазмы. 1993. Т. 19, вып. 4. С. 530.
10. *Friedman M., Serlin V.* Modulation of intense relativistic beams by an external microwave sources // Phys.Rev.Lett. 1985. Vol.55, № 26. P. 2860.
11. *Селемир В.Д., Алехин Б.В., Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Степанов Н.В., Шамро О.А., Шибалко К.В.* Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ-приборов с виртуальным катодом // Физика плазмы. 1994. Т. 20, вып.7,8. С. 689.
12. *Привезенцев А.П., Фоменко Г.П.* Сложная динамика потока заряженных частиц с виртуальным катодом // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 56.
13. *Афонин А.М., Диденко А.М., Пауткин А.Ф., Рошаль А.С.* Нелинейная динамика виртуального катода в триодной системе // РЭ. 1992. Т. 37, вып.10. С. 1889.
14. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Сложное поведение электронного потока с виртуальным катодом и генерация хаотических сигналов в виртодных системах // Изв.РАН. Сер.физическая. 1997. Т. 61, № 12. С. 2391;
15. *Храмов А.Е.* О влиянии обратной связи на сложную динамику электронного потока с виртуальным катодом в виртоде // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 5. С. 51.
16. *Davis H.A., Bartsch R.R., Kwan T., Sherwood E.G and Stringfield R.M.* // Phys.Rev.Lett. 1987. Vol. 59. P. 288.
17. *Davis H.A., Bartsch R.R., Kwan T., Sherwood E.G and Stringfield R.M.* Ex-

perimental confirmation of the reditron concept // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol.16, № 2. P. 192.

17. Kwan T., Davis H.A. Numerical simulations of the reditron // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol. 16, № 2. P. 185.

18. Бэдсел Ч., Ленгтон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.:Энергаториздат, 1989. 452с.

19. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Lecture Notes in Mathematics. Warwick: Springer-Verlag. 1980. Vol.898. P.366.

20. Grassberger P., Procaccia J. On the characterization of strange attractors // Phys.Rev.Lett. 1983. Vol.50. P.346.

21. Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистическом подходе к турбулентности. М.:Мир, 1991.

22. Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. Нестационарные структуры и диффузионный хаос. М.:Наука, 1992.

23. Kaneko K. Formation, Dynamics and Statistics of Patterns /Eds. Kawasaki K. et al. Singapore: World Scientific, 1990. Vol.1.

24. Рабинович Л.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.:Наука, 1991.

25. Афраймович В.С., Некоркин В.И., Осипов Г.В., Шалфеев В.Д. Устойчивость, структуры и хаос в нелинейных цепях синхронизации / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова и М.И. Рабиновича. Горький: ИПФ РАН, 1989. 256с.

26. Анфиногентов В.Г. Взаимодействие когерентных структур и хаотическая динамика в электронном потоке с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып.8. С. 70

27. Anfinogentov V.G. Nonlinear dynamics and chaotic behaviour of electron beam with virtual cathode in the Pierce diode // Proc. of the 3-rd International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, NDES'95, University College Dublin, 28-29 July 1995. P.79.

28. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Механизм возникновения хаотической динамики и взаимодействие когерентных структур в вакуумном СВЧ генераторе на виртуальном катоде // Матер. науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». 4-8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С.4.

29. Анфиногентов В.Г. Нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в ограниченном пространстве дрейфа // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 3/4. С. 268.

30. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Исследование хаотической динамики в активных системах на виртуальном катоде с внутренней обратной связью // Матер. науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». 4-8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С. 6.

31. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. Гл.15.

32. Ватанабе С. Разложение Карунена – Лозва и факторный анализ. Теория и приложение // Автоматический анализ сложных изображений / Под ред. Э.М.Бравермана. М.: Мир, 1969. С.254.

33. Aubry N., Holmes P., Lumley J. and Stone E. Application of dynamical system theory to coherent structures in the wall region. //Physica D.1989. Vol. 37. P. 1.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 3.11.7



# OSCILLATION IN A TWO COUPLING VIRTOD-TYPE VIRTUAL CATHODE OSCILLATORS WITH CONTROLLABLE CONNECTOR: NUMERICAL SIMULATION

*A. E. Hramov*

Nonlinear dynamics of two virtual cathode oscillators assembly with controllable connecting line is studied numerically. The existence of different regimes, including synchronisation and deterministic chaos, is shown. The effect of electron beams parameters, delay time and coupling coefficient of the connecting line on the generating frequency and phase difference between signals from the each oscillator is investigated. Physical processes are considered and it is shown that chaotic oscillations are connecting with formation and interaction between several electron structures in the stream of the each generator, and regular regimes appear as a result of suppressing of structure growth.

*Preliminary Announcement*

## 5th INTERNATIONAL SCHOOL on CHAOTIC OSCILLATIONS and PATTERN FORMATION CHAOS-98

*Saratov, Russia, October 2-9, 1998*

The School is organized to continue the series of International Schools on Chaotic Oscillations in Radiophysics and Electronics held in Saratov (1985, 1988, 1991, 1994). These Schools were widely attended by researchers from the former Soviet Union and provided a discussion of different problems in nonlinear dynamics. The 5th International School on Chaotic Oscillations and Pattern Formation will be held in the holiday hotel near Saratov city. The School will be organized by the Russian Academy of Science and Saratov State University.

### Scientific Program

- Methods of theoretical analysis of chaotic behaviour
- Experimental investigations of nonlinear phenomena
- Diagnostics of chaos
- Piece-wise linear systems
- Nonlinear waves
- Self-organization and spatio-temporal chaos
- Application to microwave electronic systems
- Nonlinear phenomena in biology and sociology
- Nonlinear dynamics and modern education

### Conference Chairman

D. I. Trubetskov, professor, Saratov State University, Russia

### Registration

If you want to be included in mailing list on the School, please complete the Pre-Registration Form below and send it to the Organizing Committee (by e-mail preferable). The First Announcement will be distributed to all who will be registered in January-February 1998 and will be available at WWW.

### Please contact

Organizing Committee of CHAOS-98  
College of Applied Science, Saratov State University  
83 Astrakhanskaya, Saratov 410026, RUSSIA  
Tel.: +7 (8452) 514294, Fax: +7 (8452) 514298  
E-mail: chaos98@cas.ssu.runnet.ru  
WWW: <http://cas.ssu.runnet.ru/chaos98/chaos98.html>

### Pre-Registration Form

Full name (first, middle initial and surname) \_\_\_\_\_  
Full organization address \_\_\_\_\_  
Telephone and FAX numbers \_\_\_\_\_  
E-mail address \_\_\_\_\_  
Research interests \_\_\_\_\_



## ДИСКРЕТНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ – АНАЛОГ ПОТОКОВОЙ СИСТЕМЫ

*А.А. Короновский*

В настоящей работе предлагается и исследуется одномерное двухпараметрическое отображение, которое в своем поведении на плоскости управляющих параметров качественно повторяет динамику потоковой системы – радиотехнического генератора, который описывается системой трех обыкновенных дифференциальных уравнений. Проведено сравнительное исследование поведения потоковой системы и дискретного отображения на плоскости управляющих параметров, получены соответствующие фазовые портреты. Показано значительное совпадение поведения отображения и потоковой системы, а также сходство с результатами экспериментального исследования радиотехнического генератора, полученными ранее.

Генератор на туннельном диоде был сконструирован, исследован и описан С.В. Кияшко, А.С. Пиковским и М.И. Рабиновичем [1–3]. В натурном и численном экспериментах ими было показано, что в данном генераторе имеют место хаотические колебания. В [4] экспериментальным путем была впервые получена подробнейшая карта динамических режимов на плоскости управляющих параметров «инкремент затухания – параметр нелинейности» для генератора с туннельным диодом (рис. 1), показывающая пути возникновения хаоса и закономерности переходов между различными типами сложнопериодических колебаний при изменении управляющих параметров.

В [5] было проведено исследование той же системы, с одним лишь отличием, что вместо реального туннельного диода был использован его кусочно–линейный аналог, реализованный с помощью операционных усилителей. В ходе численного и

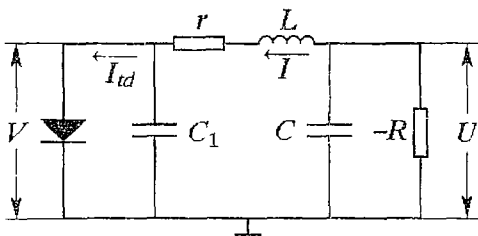


Рис. 1. Эквивалентная схема генератора на туннельном диоде

натурного экспериментов было показано, что замена нелинейного элемента его кусочно–линейным аналогом не ведет к качественному изменению динамики данной системы.

Стоит отметить, что главным образом описание рассматриваемой системы строилось на основе потоковой модели, то есть в качестве базовой модели выбиралась система обыкновенных дифференциальных уравнений. Тем не менее, в [6,7] предлагалось отображение, полученное на базе исходных

дифференциальных уравнений<sup>1</sup>, которое несмотря на то, что было в неявном виде, позволяло наглядно объяснить сущность происходящих в системе процессов: раскручивание системы на одной ветви вольт–амперной характеристики (ВАХ) туннельного диода; скачкообразный переход на другую ветвь и последующее возвращение в состояние, близкое к первоначальному. Однако, вопрос, насколько поведение этого отображения повторяет на плоскости управляющих параметров поведение потоковой системы, детально не рассматривался, да и неявный вид этого отображения затруднял исследование системы.

Следует отметить, что попытка описания систем с помощью дискретных отображений имеет ряд достоинств, к которым относятся прежде всего простота и быстрота анализа отображений по сравнению с анализом потоковых систем. К сожалению, несмотря на всю привлекательность и продуктивность этого метода, не существует каких–либо общих формальных рецептов, каким образом можно перейти от потоковой системы к дискретному отображению<sup>2</sup>, записанному аналитически в явном виде, хотя иногда для отдельных потоковых систем такой переход осуществить удается, как это было сделано, например, в [8] для неавтономного релаксационного генератора<sup>3</sup>.

Для кусочно–линейных систем также иногда удается найти отображение, которое описывало бы их динамику [9], однако, как правило, эти отображения задаются с помощью неявных функций, но, тем не менее, на основе анализа подобных отображений удается выявить интересные закономерности поведения изучаемых объектов [10].

Возможен еще один подход к описанию потоковых систем с помощью отображений, когда отображения не выводятся аналитически, а «конструируются», исходя из каких–либо соображений, основанных на анализе поведения системы. Безусловно, при таком подходе можно говорить, прежде всего, о качественном подобии исходной системы и полученного отображения, но, тем не менее, этот способ дает иногда хорошие результаты [11].

В настоящей работе предложено одномерное двухпараметрическое отображение, которое является дискретным аналогом вышеописанного генератора с кусочно–линейным аналогом туннельного диода. Сразу следует отметить, что это отображение не выводится из системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику генератора [5], а именно «конструируется». В качестве базового было выбрано отображение, предложенное в [7], затем оно было аппроксимировано явно заданной непрерывной функцией<sup>4</sup>, зависящей от двух параметров таким образом, чтобы при изменении значений этих параметров построенное отображение демонстрировало динамику, аналогичную динамике генератора с кусочно–линейным аналогом туннельного диода:

$$x_{n+1} = f_{\varphi}(\varepsilon, x_n). \quad (1)$$

Сущность данного типа отображений заключается в том, что одним из параметров, от которых зависит отображение, является угол поворота  $\varphi$  графика отображения относительно какой–либо опорной точки (например (0;0), как в рассматриваемом случае). Для «нулевого» угла поворота описываемое отображение имеет вид

$$f_0(\varepsilon, x) = y_1(x)\sigma(y_2(\varepsilon, x) - y_1(x)) + y_2(\varepsilon, x)\sigma(y_1(x) - y_2(\varepsilon, x)), \quad (2)$$

<sup>1</sup> Характеристика туннельного диода аппроксимировалась кусочно–линейной функцией, правда, эта функция была гораздо более идеализированной и менее приближена к реальной, нежели описываемая в [5].

<sup>2</sup> Здесь не имеется в виду получение отображений численными методами, как, например, получение сечения Пуанкаре или диаграммы Ламерея из решения системы дифференциальных уравнений, полученного каким–либо численным методом (допустим, методом Рунге – Кутты).

<sup>3</sup> Поведение системы удалось описать с помощью несколько модифицированного отображения окружности на себя.

<sup>4</sup> Сама функция непрерывна, но ее первая производная имеет разрыв первого рода.

где функции  $y_1(x)$ ,  $y_2(\epsilon, x)$  определены как

$$y_1(x) = 125x, \quad (3)$$

$$y_2(\epsilon, x) = 2.85[(0.45 + \epsilon)^2 + (x - 0.85)^2]^{1/2} - 0.3, \quad (4)$$

а  $\sigma(x)$  – функция Хевисайда:

$$\sigma(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1/2, & x = 0, \\ 1, & x > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Несмотря на сложный вид отображения (2), принцип, по которому это отображение устроено, довольно прозрачен: (3) описывает линейный участок отображения, который соответствует нахождению потоковой системы на  $\alpha$ -ветви характеристики кусочно-линейного аналога туннельного диода, (4) представляет собой ветвь гиперболы и соответствует нахождению генератора на  $\beta$ -ветви характеристики, а (5) «сшивает»  $y_1(x)$  и  $y_2(\epsilon, x)$  в точке их пересечения и обеспечивает непрерывность функции (2). Численные значения в соотношениях (3), (4) подобраны таким образом, чтобы обеспечить сходство динамики отображения и исходной потоковой системы.

Теперь для того, чтобы получить одномерное отображение  $f_\varphi(\epsilon, x)$  при другом значении параметра  $\varphi$ , необходимо осуществить поворот графика отображения  $f_0(\epsilon, x)$  на этот угол  $\varphi$  относительно начала координат. В соответствии с общепринятой терминологией, угол поворота  $\varphi$  считается положительным, если вращение осуществляется против часовой стрелки. Ясно, что для любого угла поворота  $\varphi \neq 0$  отображение  $f_\varphi(\epsilon, x)$  в явном виде (в общем случае) записано быть не может. Более того, при поворотах на угол  $\varphi$  ( $\varphi < 0$ ,  $|\varphi| > |\varphi^*|$ ,  $\varphi^* = \text{arccotg}(\partial f_0(x^*, \epsilon) / \partial x)$ , где  $x^*$  определяется из соотношения  $y_1(x^*) = y_2(x^*)$ ), функция  $f_\varphi(\epsilon, x)$  становится неоднозначной (рис. 2). В этом случае возможны два варианта.

1. Исследовать поведение  $f_\varphi(\epsilon, x)$  как поведение отображения с гистерезисом. Заметим, что подобные отображения, графики которых содержат неоднозначности, имеют под собой реальную «физическую» основу и исследуются в литературе (см., например, [12]).

2. Рассматривать поведение  $f_\varphi(\epsilon, x)$  как однозначного отображения, выбрав какую-либо одну ветвь функции, как было сделано в данном случае: если для отображения  $f_\varphi(\epsilon, x)$  при некотором значении  $x$  возможно два значения  $f_\varphi(\epsilon, x)$ , соответствующие ветвям  $y_1(x)$  и  $y_2(\epsilon, x)$ , то в качестве значения  $f_\varphi(\epsilon, x)$  выбирается минимальное значение, соответствующее ветви  $y_2(\epsilon, x)$ . Подобный выбор ветви отображения обусловлен видом одномерного отображения, полученного из численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих динамику генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода (см. [5]).

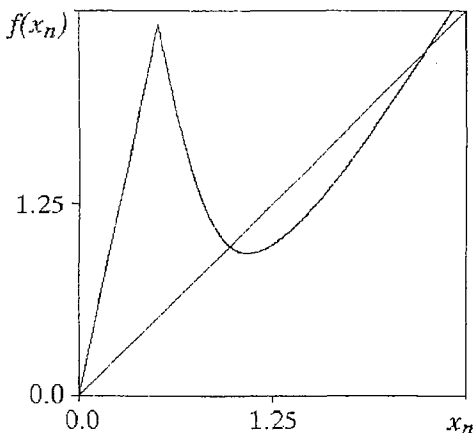


Рис. 2. Отображение (1) для угла поворота  $\varphi = -0.2$  ( $\epsilon = 0.05$ )

Рис. 3 иллюстрирует график отображения (1), повернутого на отрицательный угол поворота  $\varphi$  относительно начала координат, причем функция  $f_\varphi(\epsilon, x)$  сохраняет однозначность, а рис. 4 показывает то же самое отображение для большего по абсолютному значению угла поворота, при котором  $f_\varphi(\epsilon, x)$  становится неоднозначной. Понятно, что внешний вид отображения

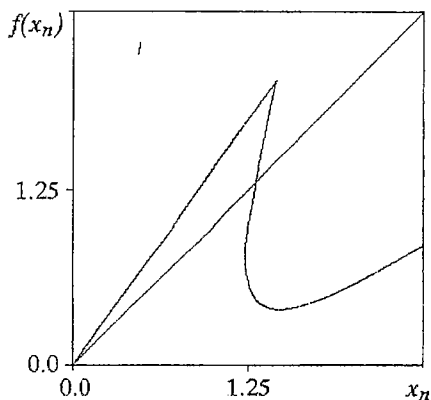


Рис. 3. Отображение (1) для угла поворота  $\varphi = -0.5$  ( $\epsilon = 0.05$ ). Видно, что функция  $f_\varphi(\epsilon, x)$  становится неоднозначной

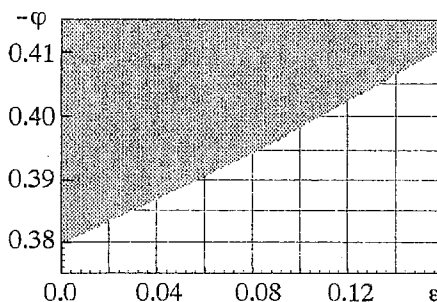


Рис. 4. Значения угла поворота  $\varphi$ , при котором отображение  $f_\varphi(\epsilon, x)$  становится неоднозначным (показаны серым цветом)

(1), приведенный на рис. 3 и 4, качественно подобен отображению, описанному в [7].

Поскольку говорится, что отображение (1) должно в какой-то мере соответствовать генератору с кусочно-линейным аналогом туннельного диода, то возникает вполне резонный вопрос: какая физическая сущность стоит за «поворотом» графика отображения, и изменению какого параметра потоковой системы соответствует изменение угла поворота  $\varphi$ . Понятно, что поскольку туннельный диод (или его кусочно-линейный аналог) является единственным нелинейным элементом в генераторе, то все особенности поведения потоковой системы в значительной мере определяются свойствами этого нелинейного элемента. Ясно, что дискретное отображение должно нести на себе отпечаток нелинейного элемента системы. И, по сути дела, так оно и происходит: достаточно лишь взглянуть на график отображения, предложенного в [7], чтобы увидеть сходство между этим отображением и ВАХ туннельного диода (или же его кусочно-линейного аналога). Если в качестве переменной, на основании наблюдений за которой будет строиться одномерное отображение, выбрать значение тока, протекающего через диод (туннельный или его аналог), то одномерное отображение, иллюстрирующее зависимость, скажем, локального максимума значения тока на  $n$ -ом шаге от максимального значения на предыдущем ( $n-1$ ) шаге, будет качественно повторять ВАХ диода.

Одним из главных управляющих параметров в генераторе с кусочно-линейным аналогом туннельного диода является величина сопротивления  $r$ , включенного, по сути дела, последовательно с диодом (см. рис. 1). Тогда диод и линейное сопротивление  $r$  можно рассматривать как один нелинейный элемент, ВАХ которого при  $r=0$  совпадает с ВАХ диода (который, однако, имеет свое собственное сопротивление). В свою очередь, вид отображения (1) тогда будет определяться характеристикой именно этого «виртуального» нелинейного элемента. Как же будет трансформироваться ВАХ этого элемента с увеличением значения сопротивления  $r$ ? Нетрудно видеть, что с ростом величины сопротивления  $r$  ВАХ будет поворачиваться по часовой стрелке (следовательно, угол поворота  $\varphi$  должен быть отрицательным) и искажаться. Поскольку речь идет всего лишь о качественном соответствии поведения отображения динамике рассматриваемой системы, в первом приближении можно пренебречь искажением ВАХ нелинейного элемента (состоящего из диода и резистора), а, следовательно, и искажением отображения (1), и предположить, что именно поворот является доминирующим фактором, определяющим свойства отображения системы. Естественно, это всего лишь предположение, но, как будет видно из дальнейшего рассуждения, это предположение оправдывается с хорошей степенью точности.

Для изучения поведения вышеописанного отображения (1) и сопоставления полученных результатов с поведением генератора на туннельном диоде была построена

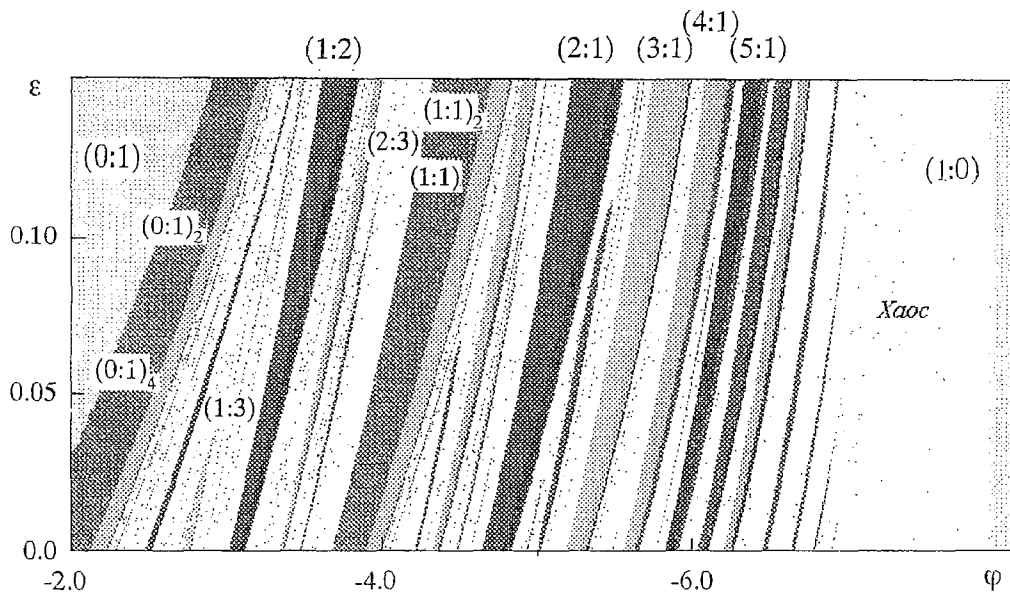


Рис. 5. Карта режимов для отображения (1), построенная на плоскости управляющих параметров  $(\varphi; \epsilon)$ . Поскольку изменению сопротивления  $r$  в генераторе с кусочно-линейным аналогом туннельного диода соответствует нелинейное изменение угла поворота  $\varphi$ , на карте режимов параметр  $\varphi$  отложен в нелинейном масштабе

карта режимов на плоскости управляющих параметров  $(\varphi; \epsilon)$ , показанная на рис. 5.

Совершенно справедливо встает вопрос о классификации периодических колебательных режимов. По аналогии с классификацией режимов генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода (см. [5]), колебательные режимы идентифицируются с помощью двух целых чисел  $(m:n)$ . Первое число  $m$  обозначает число точек последовательности  $\{x_k\}_{k=1}^{n+m}$ , лежащих на линейном участке<sup>5</sup>

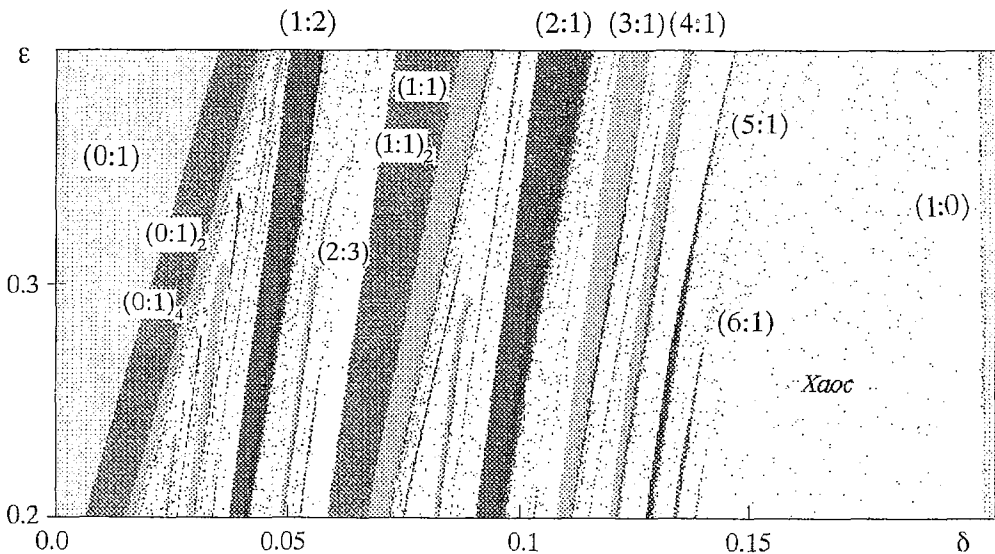


Рис. 6. Карта режимов колебаний генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода на плоскости управляющих параметров  $(\delta; \epsilon)$ , полученная в ходе численного эксперимента. Параметр является, фактически, безразмерным сопротивлением  $r$ ; смысл и численные значения всех остальных параметров, при которых была построена эта карта, см. в [5]

<sup>5</sup> При  $r=0$  для отображения (2) этот участок описывается функцией (3).

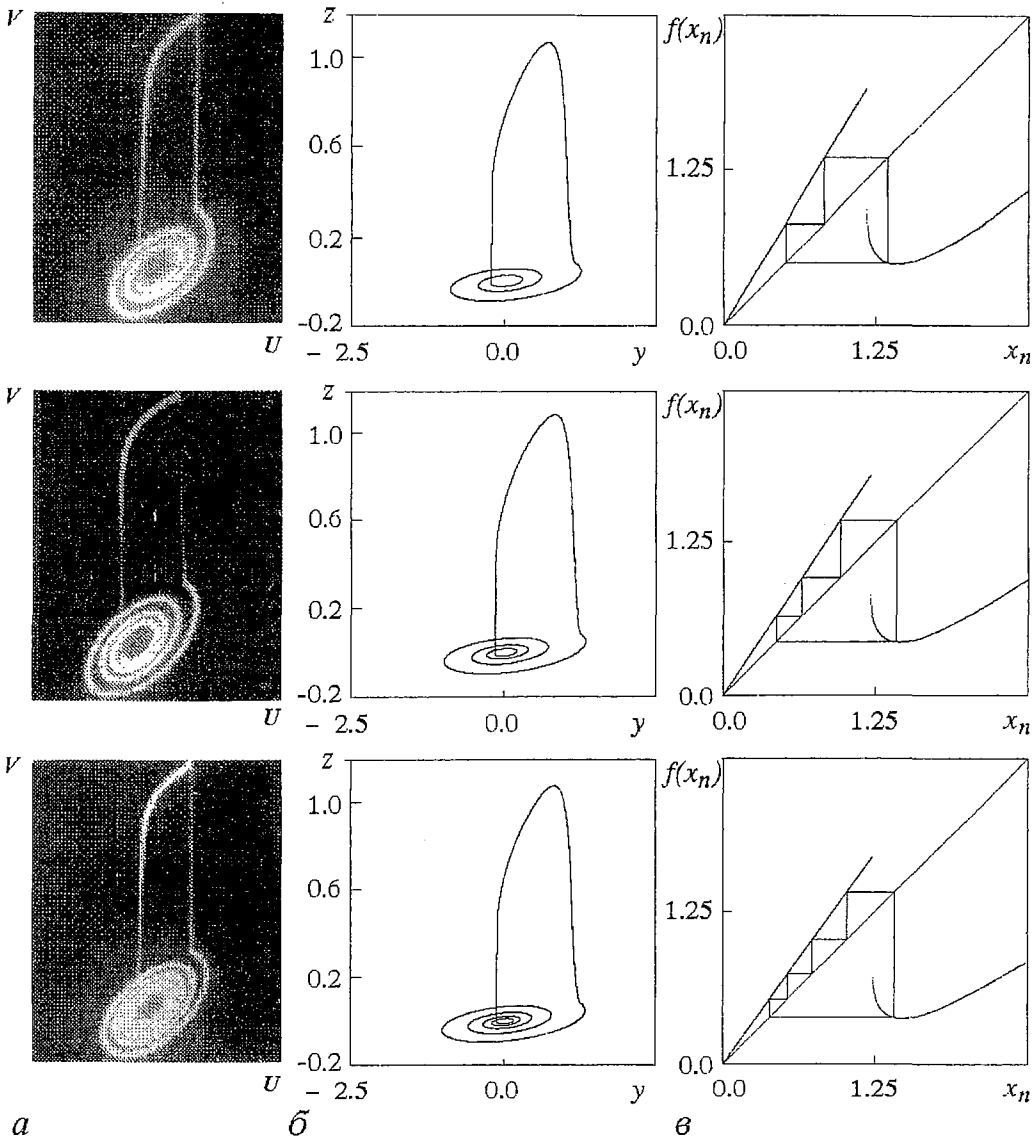


Рис. 7. Периодические режимы, соответствующие основным базовым циклам для: *a* – натурального эксперимента; *б* – потоковой системы {режим (2:1):  $\delta=0.091$ ,  $\epsilon=0.2$ ; режим (3:1):  $\delta=0.107$ ,  $\epsilon=0.2$ ; режим (4:1):  $\delta=0.119$ ,  $\epsilon=0.2$ }; *в* – дискретного отображения (1) {режим (2:1):  $\varphi=-0.543$ ,  $\epsilon=0.05$ ; режим (3:1):  $\varphi=-0.585$ ,  $\epsilon=0.05$ ; режим (4:1):  $\varphi=-0.619$ ,  $\epsilon=0.05$ }

отображения (1), и соответствует полному числу оборотов фазовой траектории в плоскости  $(I_{td}(V), U)$  для генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода. Число  $n$  определяется количеством точек, лежащих на втором участке

отображения (1) и принадлежащих последовательности  $\{x_k\}_{k=1}^{i+n}$ , которая является периодом колебаний дискретного отображения. Для генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода  $n$  соответствует полному числу выходящих в пространство витков фазовой траектории аттрактора.

Как видно из простого сопоставления рис. 5 и рис. 6, сходство динамики потоковой системы и дискретного отображения оказывается на редкость хорошим. На карте режимов отображения повторяются не только основные базовые циклы  $(m:1)$ ,  $m=1, 2, \dots$  (рис. 7), но и окна периодичности в областях, соответствующих

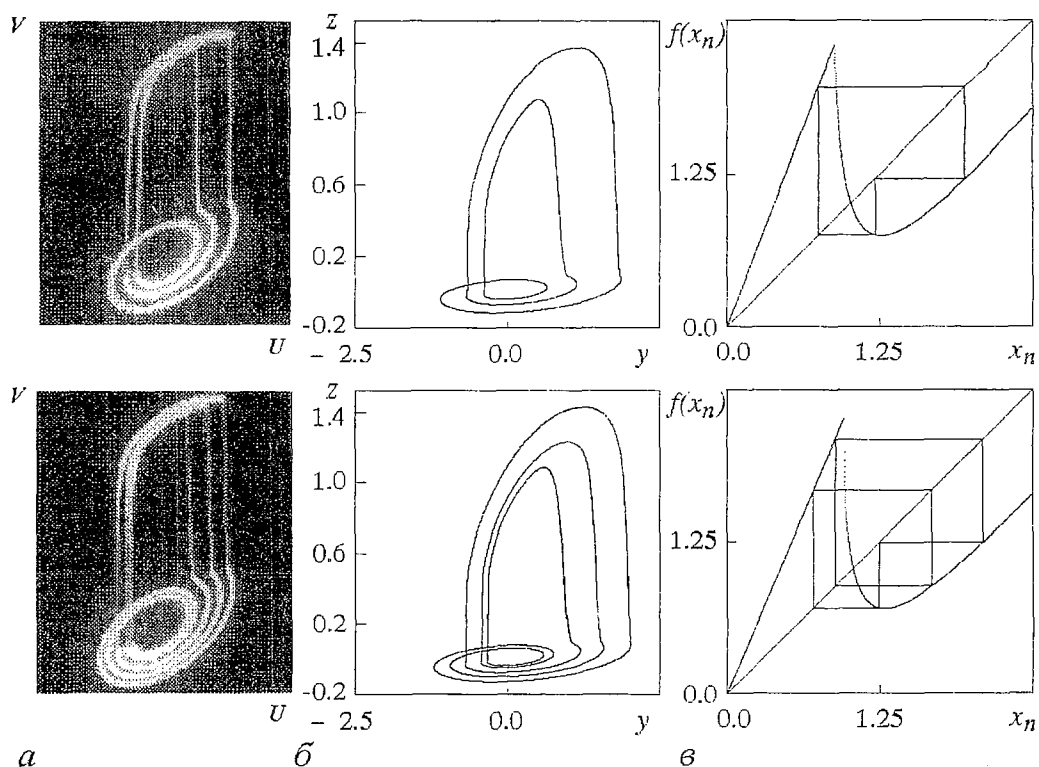


Рис. 8. Периодические режимы, соответствующие окнам периодичности в хаосе для *a* – натурального эксперимента; *б* – генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода [режим (1:2):  $\delta=0.0385$ ,  $\epsilon=0.2$ ; режим (2:3):  $\delta=0.0478$ ,  $\epsilon=0.2$ ]; *в* – дискретного отображения (1): [режим (1:2):  $\phi=-0.359$ ,  $\epsilon=0.05$ ; режим (2:3):  $\phi=-0.392$ ,  $\epsilon=0.05$ ]

хаотическим колебаниям (рис. 8)<sup>6</sup>. Также отчетливо просматривается для дискретного отображения сценарий перехода от периодических колебаний к хаотическим. Рис. 9 иллюстрирует этот сценарий на базе режима (1:1).

Предложенное отображение (1), обеспечивает хорошее качественное совпадение поведения генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода (поточковой системы) с динамикой этого отображения. Представляется весьма перспективным применение подобных дискретных отображений для качественного изучения потоковых систем, в которых одним из управляющих параметров является параметр диссипации: с помощью таких отображений можно быстро конструировать дискретную модель – аналог исходной системы, с тем, чтобы за короткое время получить полную качественную картину поведения потоковой системы в зависимости от значений управляющих параметров. Хотя, безусловно, предлагаемый новый тип отображения не является панацеей и, конечно же, не подойдет для всех без исключения радиофизических систем, описываемых обыкновенными дифференциальными уравнениями, простота анализа дискретной системы на плоскости управляющих параметров по сравнению с таким же исследованием потоковых систем делает использование подобных отображений весьма привлекательным.

В заключение выражаю глубокую признательность А.А. Кипчатову за внимание к этой работе, ряд ценных советов и плодотворные обсуждения.

<sup>6</sup> Для построения фазовых портретов потоковой системы на рис. 7 и 8 использовалась система дифференциальных уравнений и численные значения параметров, приведенные в [5].



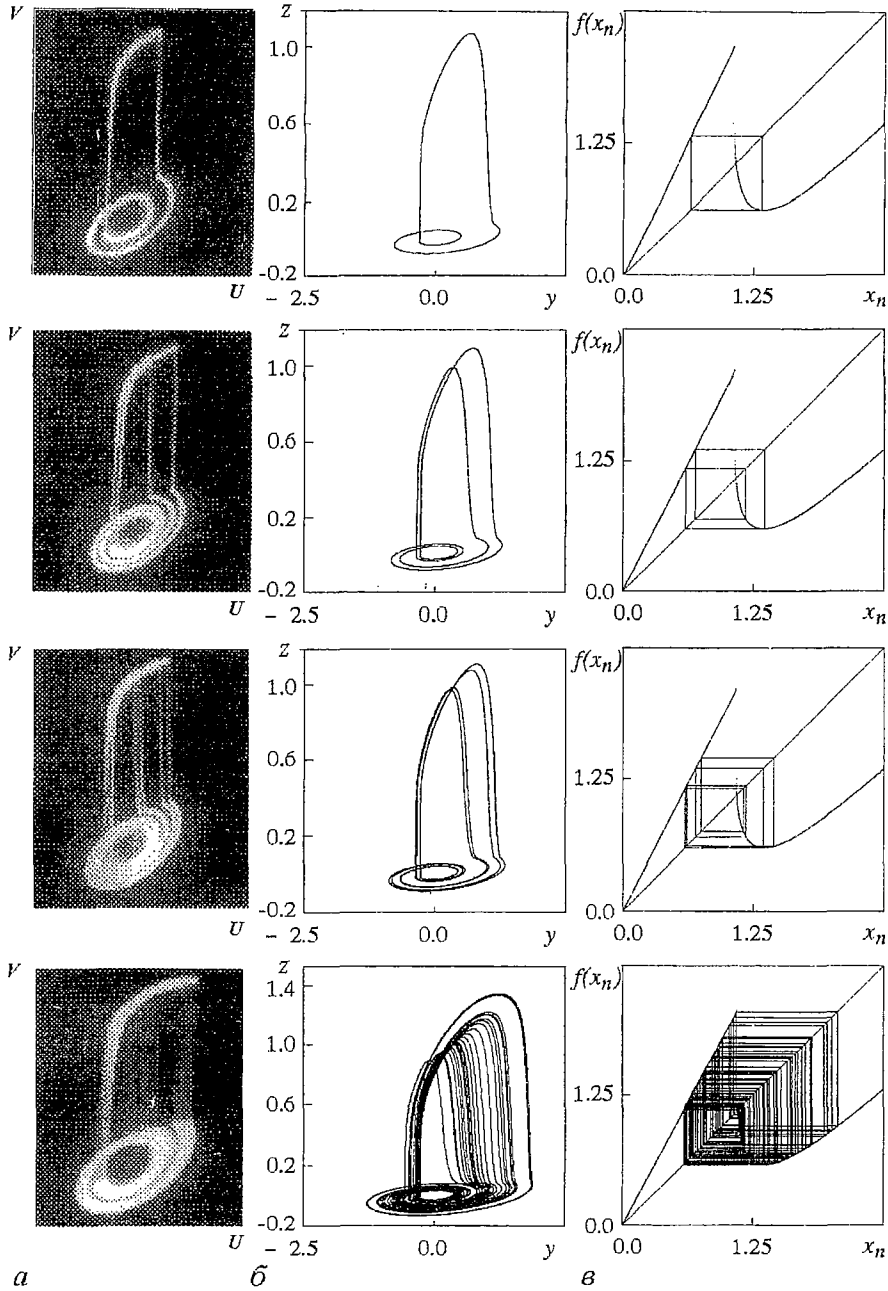


Рис. 9. Фазовые портреты поведения генератора с кусочно-линейным аналогом туннельного диода и переход к хаосу на базе режима (1:1): а – натурный эксперимент; б – численный эксперимент ( $\epsilon=0.2$ ) (1:1)  $\delta=0.06$ , (1:1)<sub>2</sub>  $\delta=0.069$ , (1:1)<sub>4</sub>  $\delta=0.0705$ , (1:1)<sub>хаос</sub>  $\delta=0.078$ ; в – одномерное отображение ( $\epsilon=0.05$ ) (1:1)  $\varphi=-0.442$ , (1:1)<sub>2</sub>  $\varphi=-0.464$ , (1:1)<sub>4</sub>  $\varphi=-0.469$ , (1:1)<sub>хаос</sub>  $\varphi=-0.479$

### Библиографический список

1. *Pikovsky A.S., Rabinovich M.I.* Stochastic oscillations in dissipative systems // *Physica*. 1981. Vol. 2D. P. 8.
2. *Рабинович М.И.* Стохастические автоколебания и турбулентность // *УФН*. 1978. Т. 125. С. 123.

3. Пиковский А.С. О статистических свойствах простейшей модели стохастических автоколебаний // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 7. С. 823.
4. Андрушкевич А.В., Кипчатов А.А. Хаос и периодичность в генераторе на туннельном диоде // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33, № 4. С. 431.
5. Андрушкевич А.В., Кипчатов А.А., Красичков Л.В., Короновский А.А. Путь к хаосу в кусочно-линейной модели генератора на туннельном диоде // Изв. вузов. ПНД. 1993. Т. 1, № 1,2. С. 93.
6. Пиковский А.С., Рабинович М.И. Простой генератор со стохастическим поведением // Докл. ДАН СССР. 1978. Т. 239, № 2. С. 301.
7. Кияшко С.В., Пиковский А.С., Рабинович М.И. Автогенератор радиодиапазона со стохастическим поведением // РЭ. 1980. Т. 25. С. 336.
8. Кипчатов А.А., Подин С.В. Исследование поведения неавтономного релаксационного генератора в пространстве параметров // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 4, 5. С. 30.
9. Genot M. Applications of 1-D map from Chua's circuit: a pictorial guide // Journal of Circuits, Systems and Computers. 1993. Vol. 3, № 2. P. 375.
10. Kuznetsov A.P., Kuznetsov S.P., Sataev I.R. Self-similarity and universality in Chua's circuit via the approximate Chua's 1-D map // Journal of Circuits, Systems and Computers. 1993. Vol. 3, № 2. P. 431.
11. Bezruchko B.P., Prokhorov M.D., Zhalnin A.U. Map modelling of non-autonomous LR-diode circuit complicated behaviour // Proc. of the 5th International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems. NDES'97. Moscow. Russia. 26-27 June. 1997. P. 431.
12. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 29.07.97  
после переработки 8.12.97

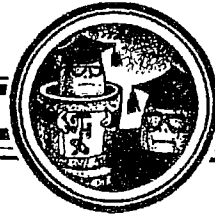
## DISCRETE MAP – FLOW SYSTEM ANALOG

*A.A.Koronovski*

This work deals with the one-dimensional two-parametric map the dynamics of which is very much like the dynamics of radioengineering oscillator described by the system of three differential ordinary equations. It has been shown that the behaviours of the oscillator and of the discrete map agree very closely.



*Короновский Алексей Александрович* – родился в Саратове (1972). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1995). Ассистент кафедры электроники и волновых процессов СГУ. Область научных интересов – нелинейная динамика и ее проявления в различных сферах человеческой жизнедеятельности, в том числе нелинейная динамика социально-экономических процессов. Опубликовал в соавторстве с профессором Д.И. Трубецковым монографию «Нелинейная динамика в действии» (Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996). Автор ряда статей в центральной печати.



Изв.вузов «ПНД», т.6, № 1, 1998

**ПРОГРАММА КОНФЕРЕНЦИИ**  
**«СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОНИКИ И РАДИОФИЗИКИ СВЧ»**  
Саратов, 4–8 сентября 1997

*4 сентября*

**Вечернее заседание, открытие конференции**

Д.И. Трубецков

**ВИЛЬЯМ БРАУН И СОЗДАНИЕ АМПЛИТРОНА (К 40-ЛЕТИЮ ПЕРВОЙ ПУБЛИКАЦИИ)**

*5 сентября*

**Утреннее заседание  
ЛЕКЦИИ**

Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев, В.Г. Шпак, М.И. Яландин, А.Д.Фелпс, А.В. Кросс  
**ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТОВ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ**

Л.Ю. Богданов, Г.Г. Соминский

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ ЗАРЯДЕ РЭП МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ**

А.Д. Григорьев

**ВЫХОДНЫЕ СИСТЕМЫ МОЩНЫХ МНОГООЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ**

**ДОКЛАДЫ**

Н.С. Гинзбург, Н.И. Зайцев, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, Ю.В. Новожилова, М.И. Петелин, А.С. Сергеев, А.К. Ткаченко  
**ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ**

Н.М. Рыскин, В.Н. Титов, Д.И. Трубецков

**О СЦЕНАРИИ ПЕРЕХОДА К ХАОСУ В ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ**

А.П. Четвериков

**О ХАРАКТЕРЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ В УСЛОВИЯХ СИЛОВОГО МЕХАНИЗМА ФАЗИРОВКИ**

Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЗОНАНСОВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА  
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОТКРЫ-  
ТЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

А.П. Привезенцев  
СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВИРКАТОРА

А.Е. Храмов  
ДИНАМИКА СИСТЕМЫ СВЯЗАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ВИРТУАЛЬНОМ  
КАТОДЕ ВИРТОДНОГО ТИПА

### СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

А.В. Архипов, Г.Г. Соминский  
ИЗМЕНЕНИЕ ВО ВРЕМЕНИ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
МОЩНОЙ ДЛИННОИМПУЛЬСНОЙ ЛБВ

А.В. Архипов, Г.Г. Соминский  
РАСПЫЛЕНИЕ ГРАФИТА ДЛИННОИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ  
ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

Ю.Л. Бобровский, А.И. Гавриленко, А.Н. Левашев, А.А. Тув  
О МОДЕЛИРОВАНИИ МНОГОКОНТУРНЫХ ЭНЕРГОСЪЕМНИКОВ ШИРОКО-  
ПОЛОСНЫХ КЛИСТРОНОВ

Ю.Л. Бобровский, Н.А. Дробаченко, Д.И. Ковалева, О.В. Минеев, С.В. Русаков, А.А. Тув  
ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ МНОГООТВЕТСТВЕННЫХ  
КЛИСТРОНАХ

В.В. Боголюбов, Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков  
ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ СПЕКТРОВ НА ВЫХОДЕ ЛИНЕЙНОГО УСКО-  
РИТЕЛЯ ПРОТОНОВ

В.В. Боголюбов, Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков  
ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ РЕЛЯТИВИСТ-  
СКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

А.А. Головкин, А.Ю. Кузьмин, В.Ю. Бобров, В.С. Симонов  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТРОЙСТВ ДЛЯ АМПЛИТУДНО-  
ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ И ДЕМОДУЛЯЦИИ

К.В. Гречушкин, Л.А. Кудряцева, М.Н. Куликов  
ПОВЫШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАТОРНЫХ ЛОВМ  
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВНЕШНЕЙ ОБРАТ-  
НОЙ СВЯЗИ

М.В. Давидович  
МЕТОД ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ПЛАВНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИНТЕГРАЛЬНЫХ  
УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ВЫТЕКАЮЩИХ ВОЛН ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННЫХ  
ВОЛНОВОДОВ

А.Н. Данилов, Н.Ф. Купчинов  
РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА НА ГРАНИЦЕ ЭЛЕКТРОННОГО  
ПУЧКА ЗАДАНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Ю.Ю. Данилов, С.В. Кузиков, В.Г. Павельев, М.И. Петелин  
КОЛЬЦЕВЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ В КОМПРЕССОРАХ  
МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Д.В. Дондуков, А.И. Жбанов, В.С. Кошелев  
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ УПРУГОСТИ ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ  
КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В УЗЛАХ СВЧ-ПРИБОРОВ

А.И. Жбанов, В.С. Кошелев, Д.Ф. Шаповалов  
ЭФФЕКТИВНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ  
РЕШЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Ю.Н. Зайко  
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПРЕССИИ РАДИОИМПУЛЬСА С ЛЧМ,  
РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

В.Н. Мануилов, В.Г. Павельев  
ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СТУПЕНЬКЕ КРУГЛОГО,  
ЗАПОЛНЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКОМ СВЕРХРАЗМЕРНОГО ВОЛНОВОДА

А.Г. Рожнев, А.В. Бровка  
МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ С  
НЕОДНОРОДНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Н.А. Трефилов, А.В. Авдеев, В.В. Качак  
МАГНЕТРОНЫ В МИКРОВОЛНОВЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ НАГРЕВА И СУШКИ

### **Вечернее заседание ДОКЛАДЫ**

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин  
ОСОБЕННОСТИ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В  
ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

И.А. Накрап  
ПОЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В ПОЛОСАХ НЕПРОПУСКАНИЯ С  
УЧЕТОМ ДИПОЛЬНОГО ЭФФЕКТА ЗАТУХАЮЩИХ ВОЛН

Ю.К. Алексеев, А.П. Сухоруков  
ИССЛЕДОВАНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ КАСКАДНОГО МОНОТРОНА ИНФРА-  
КРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Н.П. Венедиктов, М.Ю. Глявин, В.Е. Запевалов, А.Н. Куфтин  
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ГИРОТРОН С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ЭНЕРГИИ

В.Л. Братман, Н.П. Венедиктов, М.Ю. Глявин, А.Л. Гольденберг, В.Е. Запевалов,  
А.Н. Куфтин, А.В. Савилов  
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В  
ГИРОТРОНЕ

А.Ф. Королев, А.П. Сухоруков, А.В. Шелудченков, И.И. Голенецкий, О.В. Евтушенко,  
Е.И. Каневский  
ПЕНИОТРОНЫ 3-Х ММ ДИАПАЗОНА

С.В. Воскресенский, С.А. Левчук, Г.Г.Соминский  
ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ В МОЩНЫХ УСТРОЙСТВАХ  
М-ТИПА

Ю.А. Калинин, В.Н. Кожевников, А.Г. Лазерсон, Б.Л. Ушеревич  
СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ  
ИССЛЕДОВАНИЙ ШУМОПОДОБНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ИНТЕНСИВНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ, ФОРМИРУЕМЫХ МАГНЕТРОННО-ИНЖЕКТОР-  
НЫМИ ПУШКАМИ

### **6 сентября Утреннее заседание ЛЕКЦИИ**

Ю.В. Гуляев, Ю.А. Григорьев, Н.И. Синицын, Г.В. Торгашов, В.И. Шестеркин,  
И.Г. Торгашов  
АВТОЭМИССИОННЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ КАТОДЫ ДЛЯ СВЧ-ЛАМП

В.А. Солнцев  
НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМНЫХ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ  
СТРУКТУРАХ (СВЧ-ДИОД, ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ АВТОЭМИССИОННЫЙ  
КОНТАКТ, КАРСИНОТРОД)

Д.А. Усанов  
ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ ПРИ  
ВОЗДЕЙСТВИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

### ДОКЛАДЫ

А.Г. Рожнев, Н.М. Рыскин, Д.И. Трубецков  
МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С ПОВЕРХНОСТИ ЭМИТ-  
ТЕРА С МАЛОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Ю.В. Гуляев, О.Е. Глухова, Ш.Т. Мевлют, Н.И. Синицын, Г.В. Торгашов, И.Г. Торгашов,  
А.И. Жбанов  
ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ В НАНОКЛАСТЕРАХ УГЛЕРОДА НА АВТОЭМИССИОН-  
НУЮ СПОСОБНОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

Ю.В. Гуляев, Ю.Ф. Захарченко, И.С. Нефедов, Н.И. Синицын  
МОЩНЫЙ РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С АВТОКАТОДОМ

В.И. Шестеркин, Ю.А. Григорьев  
ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА МАТРИЧНЫХ УГЛЕРОДНЫХ АВТОЭМИССИОН-  
НЫХ АВТОКАТОДОВ В РЕЖИМЕ ИНТЕНСИВНОГО ТОКООТБОРА

Ю.А. Григорьев, А.И. Петросян, В.И. Роговин, Г.А. Рехен, В.И. Шестеркин  
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУШКИ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ ПОЛЕВЫХ ЭМИТТЕРНЫХ  
РЕШЕТОК ДЛЯ ЭВП РАЗЛИЧНОГО ПРИМЕНЕНИЯ

### СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

А.А. Короновский  
ДИСКРЕТНОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ – АНАЛОГ РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА

В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов  
МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ И ВЗАИМО-  
ДЕЙСТВИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В ВАКУУМНОМ СВЧ ГЕНЕРАТОРЕ НА  
ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ

В.Р. Амиров, Ю.А. Калшин  
МЕТОДЫ И АППАРАТУРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ  
ШУМОПОДОБНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКАХ И СИСТЕМАХ  
«ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК – ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ»

В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов  
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ В АКТИВНЫХ СИСТЕМАХ НА  
ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ С ВНУТРЕННЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

М.Ю. Глявин, В.Е. Запевалов, А.Н. Куфтин  
ДИНАМИКА УСТАНОВЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ  
ГИРОТРОНАХ

М.Ю. Глявин, В.Е. Запевалов  
ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА НА РЕЖИМЫ РАБОТЫ ГИРОТРОНА

А.Л. Гольденберг, Н.А. Завольский, В.Н. Мануилов, М.А. Моисеев, А.Ю. Скрыбин  
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ВОЗМОЖНОСТИ РЕКУПЕРАЦИИ ЭНЕРГИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ГИРОТРОНАХ НА ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКАХ  
ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Е.М. Ильина, С.П. Морев, В.И. Роговин, С.О. Семенов, Б.Л. Ушеревич  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПУЧКА С НЕНУЛЕВЫМ ФАЗОВЫМ

ОБЪЕМОМ ДЛЯ АНАЛИЗА ТРАНСФОРМАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛБВ

Ю.А. Калинин, Т.Н. Украинская  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В МНОГОСЕКЦИОННЫХ СИСТЕМАХ С ИНТЕНСИВНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

А.П. Кузнецов, А.П. Широков  
ДИСКРЕТНАЯ МОДЕЛЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЫ С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ

В.К. Лыгин, В.Н. Мануилов  
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСТАНОВЛЕНИЯ В ИНТЕНСИВНЫХ ВИНТОВЫХ ПУЧКАХ ГИРОТРОНОВ

О.Е. Глухова, А.И. Жбанов  
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПЛЕНОК С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

О.Е. Глухова, А.И. Жбанов, В.С. Кошелев  
РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ С СИНГУЛЯРНЫМИ ТОЧКАМИ «МЕТОДОМ ЧИСЛЕННОГО СШИВАНИЯ ПОДОБЛАСТЕЙ»

Ю.Ф. Захарченко  
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНФОРМНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ПРИ РЕШЕНИИ ДВУМЕРНЫХ ЗАДАЧ АВТОЭМИССИОННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Ю.Ф. Захарченко  
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНФОРМНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ ДЛЯ ВОЛНОВОДОВ СО СЛОЖНОЙ ГРАНИЦЕЙ

М.В. Олейник, Д.И. Трубецков  
ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ–ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ (ПРИБЛИЖЕНИЯ СЛАБЫХ И БОЛЬШИХ СИГНАЛОВ)

Д.В. Соколов, Д.И. Трубецков, Н.Н. Кузнецов  
СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРИБОРЫ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ С БОЛЬШИМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ СМЕЩЕНИЕМ ДИСКРЕТНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев, М.Б. Цейтлин, Т.А. Мазур, А.Ю. Ильин  
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО–ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОТКРЫТОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С ДВУМЯ РЕЗОНАТОРАМИ ОРОТРОННОГО ТИПА

Н.В. Дворецкая, Г.Г. Соминский, Т.А. Тумарева  
АНАЛИЗАТОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕВЫХ ЭМИТТЕРОВ СИСТЕМ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

**Вечернее заседание  
ЛЕКЦИЯ**

Ю.П. Блиох, М.Г. Любарский, В.О. Подобинский, Я.Б. Файнберг  
О ВЛИЯНИИ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ НА РАБОТУ ПУЧКОВО–ПЛАЗМЕННЫХ СВЧ–УСТРОЙСТВ

**ДОКЛАДЫ**

А.В. Архипов, Г.Г. Соминский  
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНОЙ ЛБВ В УСЛОВИЯХ САМО–ВОЗБУЖДЕНИЯ

Ю.Л. Бобровский, А.А. Тув  
МНОГОСТВОЛЬНЫЕ КЛИСТРОНЫ С СИНХРОННОЙ РАССТРОЙКОЙ  
РЕЗОНАТОРОВ ГРУППИРОВАТЕЛЕЙ

Ю.Л. Бобровский, Н.А. Дробаченко, С.В. Русаков  
О ПРОБЛЕМЕ СИНТЕЗА МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНОВ С СИНХРОН-  
НОЙ РАССТРОЙКОЙ РЕЗОНАТОРОВ

Л.Г. Бляхман, В.Е. Нечаев  
ПРИСТЕНОЧНЫЙ ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЙ РАЗРЯД В МОЩНЫХ  
ВАКУУМНЫХ СВЧ УСТРОЙСТВАХ

В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников, М. Масузаки, Р. Андо,  
К. Камадо  
ШИРОКОПОЛОСНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙ-  
СТВИИ ИНТЕНСИВНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С  
ПЛАЗМОЙ

Г.Д. Богомолов, А.И. Клеев  
ЭФФЕКТ ТАЛЬБО В ВОЛНОВОДНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

М.В. Давидович  
УСИЛЕНИЕ СИГНАЛА ШУМОМ В НЕЛИНЕЙНОМ СВЧ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКЕ  
ПРИ СТОХАСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАНСЕ

С.И. Молоковский, А.Е. Синева, В.Г. Тихомиров  
КВАЗИТРЕХМЕРНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПРОТЯЖЕННЫХ  
КАНАЛАХ

*7 сентября*  
Утреннее заседание  
Лекции

Я.А. Старец  
ПРИМЕНЕНИЕ СВЧ ЭНЕРГИИ ДЛЯ УНИЧТОЖЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО ОРУЖИЯ

В.И. Петросян, Э.А. Житенева, В.А. Елкин, Н.Д. Девятков, Ю.В. Гуляев, Н.И. Синьцин,  
А.И. Петросян  
ТРАНСМИССИОННО-РЕЗОНАНСНАЯ КВЧ/СВЧ-РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ

Б.Н. Климов, Е.Г. Глуховской, Д.А. Горин, А.С. Лепехин, Г.Ю. Науменко, Т.Н. Русанова  
МОЛЕКУЛЯРНАЯ И МИКРОЭЛЕКТРОНИКА – НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ.  
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК ЛЕНГМЮРА – БЮДЖЕТ СЛОЖНОГО СОСТАВА

Ю.П. Шараевский  
НЕЛИНЕЙНЫЕ СВЧ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ НА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ  
ВОЛНАХ: СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ

**ДОКЛАДЫ**

Н.С. Гинзбург, Н.А. Завольский, В.Е. Запечалов, М.А. Моисеев, Ю.В. Новожилова  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ  
РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ В ГИРОТРОНАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

А.Е. Дубинов, К.Е. Михеев, В.Д. Селемир, А.В. Судовцов  
СТОХАТРОН – СВЧ ГЕНЕРАТОР С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ,  
РЕАЛИЗУЮЩИЙ РЕЖИМ СТОХАСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

О.И. Лукша, Г.Г. Соминский  
ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЛОВУШКЕ  
ГИРОТРОНА



## СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Е.Ю. Альтшулер, О.А. Косыгин, М.Л. Кац, В.Н. Чупис  
КВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ В УДАРНО-  
ИОНИЗИРОВАННОЙ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТ-  
НОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

В.Г. Анисимов  
ИСТОЧНИК КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ ИЗМЕРИТЕЛЯ ПРОВОДИМОСТИ ПОКРЫТИЙ

Ю.Б. Базарницкий, Е.Н. Осадчий, Г.Г. Червяков  
БАЗОВОЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОЕ СВЧ УСТРОЙСТВО ДЛЯ СИСТЕМ БЛИЖНЕЙ  
РАДИОЛОКАЦИИ

В.Б. Байбуриш, А.А. Терентьев, С.Б. Пластун, А.В. Сысуев, В.П. Еремин  
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СТРУКТУРЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА И  
ВЫБОР НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ  
ХАРАКТЕРИСТИК СВЧ ПРИБОРОВ М-ТИПА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Д.И. Биленко, П.И. Кудевляк, В.А. Лодгауз  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДОЙ ИЗ  
ИНДУКТИВНЫХ РЕШЕТОК

П.Ю. Волощенко, В.А. Мальшев  
АНАЛИЗ ДИОДНОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО УСИЛИТЕЛЯ ВОЛНОВОДНОЙ  
АКТИВНОЙ АНТЕННЫ

Н.В. Демарина, С.В. Оболенский  
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ МЯГКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА  
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ЗАТВОРОМ ШОТКИ

А.И. Дмитриенко  
РЕЖИМ ПИТАНИЯ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ЗАТВОРОМ ШОТКИ В  
СХЕМЕ АВТОГЕНЕРАТОРА СВЧ

Г.В. Дмитриенко  
НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

О.В. Елистратова, А.Н. Савин, Ю.П. Шараевский  
МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ  
ФЕРРИТОВОЙ СТРУКТУРЕ С ИМПЕДАНСНЫМИ НАГРУЗКАМИ

Ю.А. Зюрюкин, А. Колотырин, А. Князев  
ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЛАЗЕРНОМ АКУСТО-  
ОПТИЧЕСКОМ МИКРОСКОПЕ СВЧ-ДИАПАЗОНА ВОЗБУЖДАЮЩИХ ЧАСТОТ

Ю.А. Зюрюкин, Ф.Н. Кошкарров  
МЕТОД ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ  
САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН РАДИОВОЛН СОСТАВНЫМ  
РЕЗОНАТОРОМ

В.А. Иванченко, В.Н. Гусятников, Ю.И. Лыков  
ГИБРИДНО-ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СМЕСИТЕЛЬ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ  
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

А.И. Михайлов, Д.М. Лернер  
ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПРИКАТОДНОЙ «ЗАРУБКИ» НА ДИНАМИКУ ЗАРЯДОВ В  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ ДИОДА ГАННА

А.И. Михайлов, С.А. Сергеев, А.А. Горячев  
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В  
ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОЛОСКОВЫМ БАРЬЕРОМ ШОТКИ

И.А. Накрап, А.Н. Савин, Ю.П. Шаравский  
СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕАНДРОВОЙ ЛИНИИ С ФЕРРИТОВОЙ ПЛЕНКОЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

С.В. Оболенский, А.Г. Фефелов, Н.В. Демарина  
КОММУТАЦИЯ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ GaAs СВЧ УСИЛИТЕЛЯ ИК-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Д. А. Усанов, В. Е. Орлов  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ PIN-ДИОДНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ СОЗДАНИЯ ДАТЧИКОВ ВЫСОКОГО УРОВНЯ СВЧ МОЩНОСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА РАДИОВОЛН

### Вечернее заседание, закрытие конференции

#### ДОКЛАДЫ

В.А. Мальшев, Е.Ф. Супрунова, Г.Г. Червяков  
ДИОДЫ ГАННА И ЛПД В РЕЖИМЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ДЕМОДУЛЯЦИИ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ С СВЧ ПОДНЕСУЩЕЙ

А.А. Барыбин, А.И. Михайлов  
ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

А.В. Бабаян, Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль  
ВЗАИМОСВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ДИОДА ГАННА В СЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ГЕНЕРАТОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Ю.А. Зюрюкин, Ф.Н. Кошкарров  
МЕТОД ВОЗБУЖДЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВЕРХНЕЙ ЧАСТИ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН РАДИОВОЛН МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

В.А. Иванченко, В.Н. Гусятников, Ю.И. Лыков  
МЕТОД РАСЧЕТА СМЕСИТЕЛЕЙ СВЧ

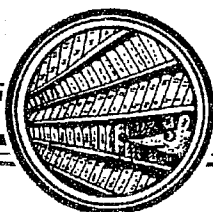
О.Р. Матов, О.Ф. Мешков, В.В. Попов  
ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТКРЫТОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ДРЕЙФУЮЩЕЙ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМОЙ

С.В. Оболенский, Н.В. Демарина, М.А. Китаев, А.Г. Фефелов  
УПРАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ ИК-ИЗЛУЧЕНИЕМ

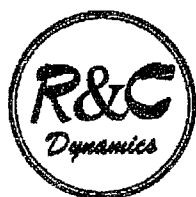
А.Б. Ринкевич  
ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗРАБОТКИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УСТРОЙСТВ, УПРАВЛЯЕМЫХ ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Н. В. Угрюмова, Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль  
ЭФФЕКТ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ВАХ PIN-ДИОДОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Из книг и журналов



Изв. вузов «ПНД», т. 6, № 1, 1998



## РЕГУЛЯРНАЯ & ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА

*Международный научный журнал*

1997. Том 2, № 1

**В.В. КОЗЛОВ**

Замкнутые орбиты и хаотическая динамика заряда в периодическом электромагнитном поле

**А.В. БОЛСИНОВ, Х. ДУЛЛИН**

О случае Эйлера в динамике твердого тела и задаче Якоби

**В. РОССОС, Т. БУНТИС**

Вектор Мельникова во втором порядке теории возмущений

**А.А. БАГРЕЦ, Д.А. БАГРЕЦ**

Неинтегрируемость гамильтоновых систем вихревой динамики. I. Взаимодействие трех вихревых колец

**Т.Н. ДРАГУНОВ, А.Д. МОРОЗОВ**

К исследованию систем типа Хенона – Хейлеса

**В.М. ЕЛЕОНСКИЙ, В.Г. КОРОЛЕВ, Н.Е. КУЛАГИН**

О гамильтоновых динамических системах с кинетической энергией, зависящей от модулей импульсов

**А.В. БОРИСОВ, Н.Н. СИМАКОВ**

Бифуркации удвоения периода в динамике твердого тела

**А.В. КАРАПЕТЯН**

Первые интегралы, инвариантные множества и бифуркации в диссипативных системах

**Н.Г. МОЩЕВИТИН**

Многомерные диофантовы приближения и динамические системы

**В.С. МАТВЕЕВ**

Квадратично интегрируемые геодезические потоки на торе и бутылке Клейна

**В.С. МАТВЕЕВ, П.Й. ТОПАЛОВ**

Поля Якоби интегрируемых геодезических потоков

**1997. Том 2, № 2**

**В.Ф. ЛАЗУТКИН**

Интерферирующие расчески и кратная подкова

**А.В. ПРОНИН, Д.В. ТРЕЩЕВ**

О вложении аналитических отображений в аналитические потоки

**М.П. ХАРЛАМОВ, П.Е. РЯБОВ**

Бифуркации первых интегралов в случае Ковалевской – Яхьи

**Х. ХАНСМАНН**

Квазипериодические движения твердого тела I. Квадратичные гамильтонианы на сфере с различными параметрами.

**А.А. БАГРЕЦ, Д.А. БАГРЕЦ**

Неинтегрируемость гамильтоновых систем вихревой динамики. II. Движение четырех точечных вихрей на сфере

**А.В. БОРИСОВ, И.С. МАМАЕВ**

Адиабатический хаос в динамике твердого тела

**П.Й. ТОПАЛОВ**

Отображение Пуанкаре в регулярных окрестностях особых слоев Лиувилля интегрируемой гамильтоновой системы

**В.В. ТЕН**

Локальные интегралы геодезических потоков

**О.Е. ОРЕЛ**

Алгебро – геометрические скобки Пуассона в проблеме точного интегрирования

**В.В. КАЛАШНИКОВ**

О топологической структуре интегрируемых гамильтоновых систем, близких к данной

**В.С. МАТВЕЕВ**

Геодезические потоки на бутылке Клейна, интегрируемые полиномом по импульсам четвертой степени

**1997. Том 2, № 3/4**

*Владимиру Игоревичу Арнольду – 60 лет*

**Д.В. ТРЕЩЕВ**

Метод непрерывного усреднения в задаче о разделении быстрых и медленных движений

**А.А. ВАСИЛЬЕВ, А.П. ИТИН, А.И. НЕЙШТАДТ**  
О динамике четырех глобально связанных фазовых осцилляторов с близкими частотами

**М.Б. СЕВРЮК**  
Инвариантные торы промежуточных размерностей в гамильтоновых системах

**В.В. КОЗЛОВ**  
Усреднение в окрестности устойчивых инвариантных торов

**А. ГИОРГИЛЛИ, В.Ф. ЛАЗУТКИН, К. СИМО**  
Визуализация гиперболической структуры при сохраняющих площадь отображениях

**В.В. БЕЛЕЦКИЙ, Е.И. КУГУШЕВ, Е.Л. СТАРОСТИН**  
Свободные многообразия динамических бильярдов

**А.В. БОРИСОВ, И.С. МАМАЕВ**  
Нелинейные скобки Пуассона и изоморфизмы в динамике

**А.П. КУЗНЕЦОВ, С.П. КУЗНЕЦОВ, И.Р. САТАЕВ**  
Коразмерность и типичность в контексте проблемы описания перехода к хаосу через удвоения периода в диссипативных динамических системах

**С.В. ГОНЧЕНКО, Л.П. ШИЛЬНИКОВ**  
О двумерных аналитических сохраняющих площадь диффеоморфизмах со счетным множеством эллиптических устойчивых периодических точек

**С.Л. ЗИГЛИН**  
Линейный вариант теоремы Козлова об отсутствии полиномиальных первых интегралов у натуральной механической системы в случае ветвления решений

**Л.П. ШИЛЬНИКОВ, Д.В. ТУРАЕВ**  
Супергомклинические орбиты и многообходные гомоклинические петли в гамильтоновых системах с дискретными симметриями

**Л.М. ЛЕРМАН**  
Гомо- и гетероклинические орбиты, гиперболические подмножества в однопараметрических деформациях гамильтоновой системы с гетероклиническим контуром, имеющим два седла-фокуса

**С.Д. ФУРГА**  
Инвариантные кривые дискретных динамических систем в окрестности положения равновесия

**В.И. ГУЛЯЕВ, Т.В. ЗАВРАЖИНА**  
Скейлинговые закономерности подобия периодических движений нелинейных динамических систем

Более подробная информация в журнале Изв. вузов «ПНД», т. 5, № 5, 1997  
и по адресу

119899, Россия, Москва, Московский государственный  
университет им. М.В.Ломоносова, главное здание, ком. 922  
телефон: 939-10-57, факс: 939-00-75  
e-mail: urss@domar.pvt.msu.su, borisov@uni.udm.ru

Зав. редакцией *Н.Н. Лёвина*  
Редакторы *М.В. Попова, Н.Н. Лёвина*  
Художник *Д.В. Соколов*  
Оригинал-макет подготовлен *Г.А. Суминой, И.А. Пономаревой*  
на компьютерной системе Apple Macintosh

Распространение журнала по подписке и предварительным заявкам осуществляется Государственным учебно-научным центром «Колледж» при Саратовском государственном университете. ИНН 6452006136  
Банковские реквизиты  
р/с №40503810000000000378 в АКБ «Экономбанк» г. Саратова,  
БИК 046311722, корсчет банка 30101810100000000722

**Подписка на I-ое полугодие 1998 года**  
по каталогу «Газеты и журналы», индекс 73498  
и по заявочным письмам непосредственно в редакции

Сдано в набор 11.12.97. Подписано к печати 15.02.98. Формат 70x108/16  
Бумага финская. Печать офсетная. Гарнитура Латинская  
Усл. печ.л. 12,425 (8,875). Уч.-изд. л. 12,0. Тираж 200 экз. Заказ 63

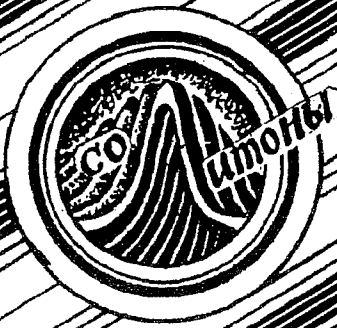
Издательство ГосУНЦ «Колледж»  
410026, Саратов, ул. Астраханская, 83.  
Тел. (845-2)514298, факс (845-2) 514298  
E-mail:and@ccollege.saratov.su

Отпечатано на ризографе RA 4200 издательства ГосУНЦ «Колледж»

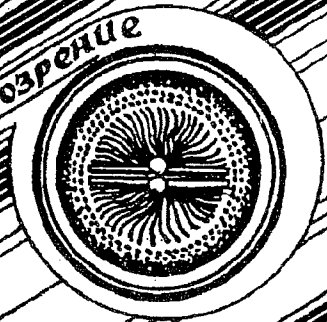
© Издательство ГосУНЦ «Колледж»



© Оформление художника Д.В. Соколова, 1998



Книжное обозрение



**EDITOR-IN-CHIEF**

*Yu.V. Gulyaev*, Member of the Russian Academy of Sciences, Institute of Radioengineering and Electronics, Moscow

**EDITORS**

*D.I. Trubetskov*, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Saratov University

*D.A. Usanov*, Member of the International Academy of Sciences of High School, Saratov University

**SECRETARY-IN-CHIEF**

*B.P. Bezruchko*, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics, Saratov University

**EDITORIAL BOARD**

*V.S. Anishchenko*, Professor, Saratov University

*Yu.A. Danilov*, Kurchatov Scientific Centre, Moscow

*B.A. Kalinikos*, Professor, St. Petersburg Electrotechnical University

*V.I. Krinsky*, Professor, Institute of Experimental and Theoretical Biophysics, Puschino

*S.P. Kuznetsov*, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics, Saratov

*P.S. Landa*, Professor, Moscow University

*L.A. Ostrovsky*, Professor, Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod

*Yu.M. Romanovsky*, Professor, Moscow University

*E.E. Son*, Professor, Institute of Physics and Technics, Dolgoprudny

*V.D. Shalfeev*, Corresponding Member of the Russian Academy of Engineer Sciences, Nizhny Novgorod University

*V.V. Tuchin*, Professor, Saratov University

*V.K. Yulpatov*, Professor, Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod



Журнал  
для студентов преподавателей



Методические заметки  
по специальной тематике



Книжная полка студента



Маленькая Энциклопедия  
Современной нелинейной динамики

ИСКУССТВО НАСТЕННОЙ РОСПИСИ (XX в.)

Лев Вайнштейн в зеркале настенной печати (см. стр. 20)

Лев Альбертович Вайнштейн так сильно не любил систему СИ, что последнюю свою книгу (переработанное издание «Электромагнитных волн») закончил фразой: «Эти коэффициенты ( $\epsilon_0$  и  $\mu_0$ ), лишённые смысловой нагрузки (подобно ятю и твердому знаку в старой русской орфографии), входят во все соотношения для полей, с чем трудно примириться» (выделено нами).

Это чудачество, казалось, столь несообразное в эпоху НТР, было для него органично и естественно - высокая наука была его Дульсиной, а система СИ, выросшая из «Практической системы единиц», могла прислуживать только науке, ставшей «непосредственной производительной силой».

Он и внешне был странен и несообразен - какой-то немислимый облезлый треух в сочетании с



солдатской шинелью<sup>1</sup>, неестественно высокий фальцет, лошадиная челюсть, оттопыренное ухо, с приставленной рупором рукой, нацеленной на выступающего, педантичный уход ровно в 10 часов со всех вечерних застолий. Словом, это был благодарный объект для настенных редколлегий различных Школ, которые (Школы) всегда считали самой высокой честью принимать его в качестве лектора или просто участника (в любом случае он оказывался самым активным слушателем и спрашивателем). Фрагментов настенной живописи, связанных со Львом Альбертовичем, уцелело очень мало. Здесь представлены два из них, относящихся к зимней школе 1981 года в Волжских Дачах вблизи Саратова, на которой Лев Альбертович прочел курс «Введение в электродинамику» с вводной лекцией по векторному исчислению.

- 1 Правда, к началу 70-х гг. он уже немного прибрахлился.
- 2 Ввел в научный обиход векторный анализ.
- 3 Авторы популярного справочника по математике.

МОСКВЫ ДЖУНГЛИ ВОЛЖСКИХ ДАЛЕЙ СБЕЖАЛ  
 ЛЕВ БОЛЬШОЙ АЛЬБЕРТ ТЧК ЛЕВ БЕСТОКО  
 ИЗУРОДОВАЛ НЕКОЕГО ДЖЕЙМСА МАКСВЕЛЛА  
 ЗПТ КОТОРЫЙ ШУТИ ЛОНДОНА  
 ПЕРСИВ ОСТАНОВИЛСЯ ПОПИСАТЬ  
 УРАВНЕНИЯ ТЧК БУДИЛЬНИК ЗПТ БРОШЕННЫЙ  
 УМЕЛОЙ РУКОЙ РЕЗЕРФОРДА ЗПТ  
 СЛУГНУЛ ЛЬВА ТЧК ЗЛОДЕЯНИЕ ПОЛНОСТЬЮ  
 НЕ СОВЕРШИЛОСЬ ТЧК ЛЕВ ИЗЛОВЛЕН ЗПТ  
 ВНАУЧЕН ЧИТАТЬ ЗПТ РИЧАТЬ ЧЕЛОВЕЧЕСКИМ  
 ГОЛОСОМ И ДЕЛИКАТНО КУСАТЬСЯ ТЧК  
 МАКСВЕЛЛ НЕ ВХОДЯНЕ ОПРАВИЛСЯ ЗПТ  
 ПЕРЕВОСПИТАВШИЙСЯ ЛЕВ ОПЕКАЕТ ЕГО ЗПТ  
 ИГРАЕТ НИМ КОШКИ МЕНЬШИ БОЛЬШИМ  
 УДОВОЛЬСТВИЕМ

